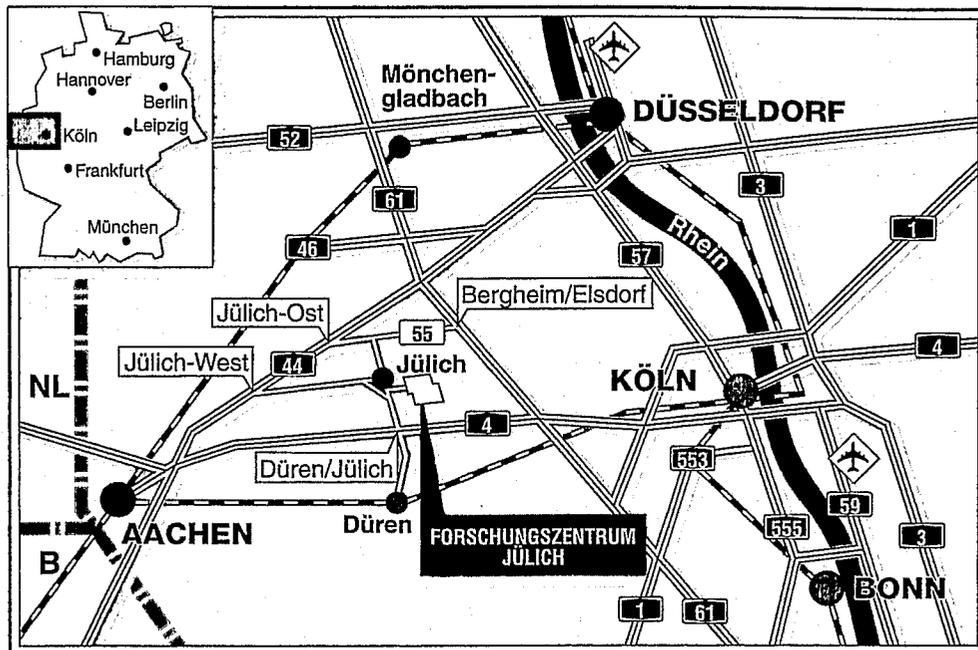




Institut für Plasmaphysik
EURATOM Assoziation

***Ladungsaustausch-Spektroskopie
an der Balmer- α -Linie an TEXTOR***

Erik Busche



Berichte des Forschungszentrums Jülich ; 3375
ISSN 0944-2952
Institut für Plasmaphysik Jül-3375
EURATOM Assoziation
D465 (Diss. Universität-Gesamthochschule-Essen)

Zu beziehen durch: Forschungszentrum Jülich GmbH · Zentralbibliothek
D-52425 Jülich · Bundesrepublik Deutschland
☎ 02461/61-6102 · Telefax: 02461/61-6103 · e-mail: zb-publikation@fz-juelich.de

***Ladungsaustausch-Spektroskopie
an der Balmer- α -Linie an TEXTOR***

Erik Busche

Abstract

The quantitative measurement of ion temperatures is of great relevance for the interpretation of experiments related to controlled fusion research. The diagnostics, which have been developed for this purpose, are often indirect and have to be checked for consistency. For spectroscopic diagnostics this concerns in particular the comparison between measurements on impurities with those on the Hydrogen isotopes.

Charge exchange recombination spectroscopy (CXRS) is a diagnostic, which allows the determination of radial resolved ion temperatures. The analysis of the H- or D-spectra are problematic because of several effects. For this reason, normally spectra of light impurities are used for CXRS. In this report the charge exchange spectrum of H and D is analysed and the results are compared to other independent measurements.

The two effects, which are the most important for complicating the analysis, are the dependence of the effective emission coefficient on the collision energy and the halo effect. Both have been simulated numerically. In the case of the $\sigma_{\text{CX}}(E_{\text{rel}})$ -dependence it is shown, that for the parameter range of TEXTOR the resulting spectrum can be approximated with a gaussian. For the calculation of ion temperatures and toroidal velocities correction values have been introduced with the species distribution of the neutral beam particles taken into account.

A numerical transport model has been developed for the halo effect. With this the density and temperature distribution of the neutral H or D particles surrounding the neutral beam was calculated and the resulting spectra were simulated. The conclusion is that the halo has a large influence on the locality of the measurement and contributes significantly to the measured photon flux, but that the influence on the measured temperature profile is larger than other typical experimental errors only at the plasma edge.

Under different plasma conditions D $_{\alpha}$ -spectra have been measured and analysed. A general trend is a central ion temperature, which lies above the electron temperature for neutral beam heated discharges. The shape of the radial profiles did not depart significantly from the T $_e$ -profiles.

The impurity ion temperatures, which have been evaluated from CXRS spectra of C^{VI} and Ne^X, were higher than the D temperatures in the case of higher temperatures and lower densities. For lower temperatures and higher densities, as eg in the case of radiative I-mode discharges, the temperatures agreed within the typical error bars.

Comparisons with neutron rate calculations and measurements of the diamagnetic energy also show a good agreement with the D temperatures.

The central toroidal rotation of the D ions, which was also measured,

was in the range of 100-200 km/s in the case of unbalanced neutral beam injection and agreed well with equivalent measurements of light impurities.

The analysis of the evolution of T_D and v_{tor} during sawtooth oscillations showed a modulation of these parameters in the range of 10 and 20%. From the T_D profile an inversion radius could be identified, which was close to the one of the electron temperature. Because of the limited time resolution of the detector, only a lower limit of the ion heat diffusivity could be extracted from an inverted sawtooth at the plasma edge. The toroidal rotation profile showed no inverted signal at the edge.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
1.1	Übersicht	1
1.2	Kernfusion	2
1.3	Tokamak	3
1.4	Heizung	4
1.5	TEXTOR	4
2	Ladungsaustauschspektroskopie	7
2.1	Prinzip	7
2.2	Experimenteller Aufbau	9
2.2.1	Neutralteilcheninjektion	9
2.2.2	Sichtlinien und Spektrometer	10
2.3	Auswertung	13
3	Das Balmer-α-Spektrum	15
3.1	CX-Anteil	16
3.2	Emission am Plasmarand	16
3.3	„Lauwarme“ Komponente (<i>Lukewarm</i>)	19
3.4	Nicht-thermische Anteile	21
3.4.1	Emission von angeregten Strahl-Teilchen	21
3.4.2	Spektralkomponente der abbremsenden Strahlteilchen	23
3.5	Bremsstrahlung	23
3.6	Andere Komponenten	23
3.7	Das H/D-Verhältnis	23
4	Einfluß des Wirkungsquerschnitts	27
4.1	Numerische Simulation	27
5	Halo-Effekt	35
5.1	Einleitung	35
5.2	Modell für den Halo-Effekt	37

6	Experimentelle Ergebnisse	45
6.1	Typisches Beispiel	45
6.2	Strahl-Modulation	48
6.3	Vergleich mit anderen Diagnostiken	53
6.3.1	CXRS an leichten Verunreinigungen	53
6.3.2	Röntgen-Spektrometer	54
6.3.3	Neutronenmessungen	55
6.3.4	Magnetische Messungen von β_p	57
6.4	Diskussion der T_i -Messungen	60
6.4.1	Fehler aus der spektralen Analyse	60
6.4.2	Fehler aus dem H/D-Verhältnis	61
6.4.3	Fehler beim Halo-Effekt	61
6.4.4	Einfluß von Fluktuationen	62
6.4.5	Einfluß der Neutralteilchenheizung	63
6.4.6	Verformung des Spektrums	65
6.5	Toroidale Rotation	66
7	Sägezähne	69
7.1	Typische Messungen an TEXTOR	71
7.2	Messung von D_α -Spektren während Sägezähnen	72
7.3	Ionentemperatur	73
7.4	Toroidale Rotation	76
8	Zusammenfassung	79
A	Analytische Formeln für $T, v(\sigma_{CX}(E_b))$	81
	Literaturverzeichnis	83

Kapitel 1

Einleitung

1.1 Übersicht

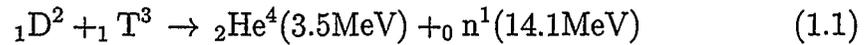
Die quantitative Bestimmung der Iontemperatur in Tokamakplasmen ist eine wichtige Voraussetzung für die Interpretation von Fusionsexperimenten. Die hierfür gebräuchlichen Diagnostiken wie Neutronenmessungen, Neutralteilchenmessungen, Messungen der diamagnetischen Energie und spektroskopische Methoden müssen auf Konsistenz überprüft werden, da die Messungen selten sehr direkt und zuverlässig sind. In der Vergangenheit wurden bei spektroskopischen Verfahren, und hier ist speziell die Ladungsaustauschspektroskopie zu nennen, fast ausschließlich (Ausnahmen: [1, 2]) an Verunreinigungen gemessen, da die Analyse des H- bzw. D-Spektrums einige Hindernisse bietet. Vergleiche mit Messungen an den Haupt-Plasmaionen sind aber wichtig, da aus verschiedenen Gründen die Messungen an Verunreinigungen nicht repräsentativ für die H-Isotope sein müssen. So werden selbst an verschiedenen Ionen teilweise unterschiedliche Temperaturen gemessen, obwohl diese untereinander besser thermisch gekoppelt sind, als diese mit den H- bzw. D-Ionen. Das Thema dieser Arbeit ist aus diesen Gründen, die Ladungsaustauschspektroskopie auf das Balmer- α -Spektrum von H bzw. D anzuwenden und die Ergebnisse mit unabhängigen Diagnostiken zu vergleichen. Der Tokamak TEXTOR eignet sich für diese Messungen, da durch die im Vergleich zu größeren Experimenten niedrigen Temperaturen und die einfache Geometrie des Neutralteilcheninjektors die Störeinflüsse auf das Balmer- α -Spektrum relativ gering sind.

Nach einem einleitenden Kapitel wird das Prinzip der Ladungsaustauschspektroskopie und der experimentelle Aufbau am Tokamak TEXTOR dargestellt. In Kapitel 3 wird der untersuchte spektrale Bereich um 656nm beschrieben und in den beiden folgenden Kapiteln der Einfluß des Wirkungs-

querschnitts für Ladungsaustausch und des Halo-Effektes auf die Messungen. Die experimentellen Ergebnisse und Vergleiche mit verschiedenen Diagnostiken folgen in Kapitel 6. Kapitel 7 stellt Messungen vor, bei denen das Verhalten von Ionentemperatur und toroidaler Rotation während Sägezahnaktivität untersucht wurde.

1.2 Kernfusion

Die Motivation des größten Teils der Forschung im Bereich der Hochtemperaturplasmaphysik ist die Aussicht, mit Hilfe der kontrollierten Kernfusion Energie zu gewinnen. Nach heutiger Vorstellung wird man dabei zunächst folgende Reaktion ausnutzen:



Deuterium verschmilzt mit einem Tritiumkern zu einem Heliumkern wobei ein Neutron frei wird, das den überwiegenden Teil der Fusionsenergie besitzt. Um die Reaktion stattfinden zu lassen, müssen die Coulombkräfte der sich abstoßenden Kerne überwunden werden. Dieses kann durch eine ausreichende Temperatur des sich dann im Plasmazustand befindenden D-T-Gemisches erreicht werden. Das Maximum des Wirkungsquerschnitts für die D-T-Reaktion liegt bei etwa 100keV ($1\text{eV} \equiv 11600\text{K}$). Bei einer maxwellischen Geschwindigkeitsverteilung der Ionen und unter Berücksichtigung von Strahlungsverlusten liegt das Optimum für eine positive Energiebilanz im Temperaturbereich zwischen 10-20 keV.

Aufschluß über die Anforderungen an die Fusionsmaschine liefert das Brennkriterium. Damit aus den Fusionsprozessen genügend Energie erhalten wird um die unvermeidlichen Verluste wieder auszugleichen, ist ein bestimmtes Produkt aus Dichte n , Temperatur T und Energieeinschlußzeit τ_E nötig. Unter Energieeinschlußzeit versteht man dabei im Gleichgewicht das Verhältnis von innerer Energie zur Verlustleistung:

$$\tau_E = \frac{\frac{3}{2}Nk(T_e + T_i)}{P} \quad (1.2)$$

Für ein selbstständig brennendes Plasma, erhält man [3]

$$p\tau_E = 2nkT\tau_E \approx 1[\text{MPa} \cdot \text{s}] \quad (1.3)$$

In der Praxis bedeutet das, daß bei Dichten im Bereich von 10^{20}m^{-3} und Temperaturen im Bereich von 10-20 keV τ_E etwa eine Sekunde betragen muß. Um die Ionen genügend lange einzuschließen, werden Magnetfeldkonfigurationen erzeugt, deren technisch am weitesten fortgeschrittene Variante der Tokamak ist.

1.3 Tokamak

In einem torusförmigen Plasma (Abb. 1.1) wird nach dem Transformatorprinzip ein Strom I_p induziert, der ein poloidales Magnetfeld erzeugt. Aus Gleichgewichtsbetrachtungen folgt, daß der Plasmadruck durch einen magnetischen Druck ausgeglichen werden muß. Dieses läßt sich als

$$\mathbf{j} \times \mathbf{B} = \nabla p \quad (1.4)$$

schreiben [4]. Aus dieser Bedingung folgt die Notwendigkeit eines zusätzlichen vertikalen Magnetfeldes, das durch toroidale Spulen erzeugt wird. Aus Stabilitätsgründen ist außerdem eine toroidale Feldkomponente erforderlich, die typischerweise eine Größenordnung größer als das poloidale Feld ist und von poloidalen Spulen erzeugt wird.

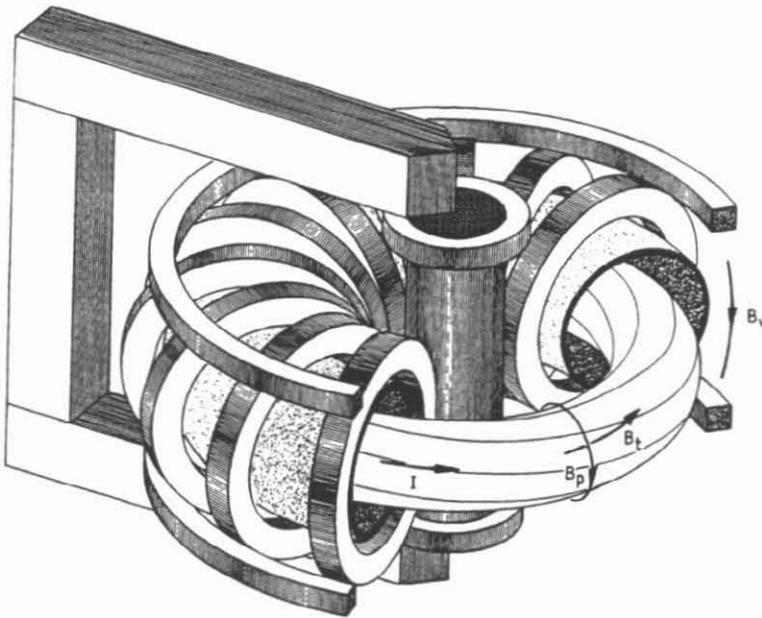


Abbildung 1.1: Magnetfeldkonfiguration eines Tokamaks: Im Zentrum des Torus befindet sich eine Spule, die den Plasmastrom induziert, woraus B_p folgt. Poloidale Spulen erzeugen B_t und toroidale Spulen erzeugen B_v .

Das Resultat sind ineinandergeschachtelte toroidale Flächen, auf denen die poloidale Komponente des magnetischen Flusses konstant ist. Die Magnetfeldlinien verlaufen schraubenförmig auf diesen Flußflächen. Aus Gleichung (1.4) folgt, daß die Flußflächen Flächen konstanten Drucks sind. Da der Transport (Teilchen, Wärme) entlang der Feldlinien wesentlich stärker

ist, als senkrecht dazu in radialer Richtung, kann im allgemeinen davon ausgegangen werden, daß bei geschlossenen Flußflächen Teilchendichten und -temperaturen ebenfalls auf den Flußflächen konstant sind.

Der Sicherheitsfaktor q gibt an, wie viele toroidale Umläufe eine Magnetfeldlinie machen muß, um einen poloidalen Umlauf zu erreichen. In der Näherung für ein großes Aspektverhältnis ($R/a \gg 1$, R = großer Radius, a = kleiner Radius am Plasmarand, r = kleiner Radius) gilt

$$q \approx \frac{rB_t}{RB_p} \quad (1.5)$$

1.4 Heizung

Um ein Plasma auf fusionsrelevante Temperaturen aufzuheizen, muß von außen Energie zugeführt werden. Beim Tokamak geschieht das einerseits durch den induzierten Plasmastrom. Durch den endlichen Widerstand des Plasmas wird es aufgeheizt, weshalb auch von *ohmscher Heizung* gesprochen wird. Mit steigender Temperatur sinkt der Widerstand des Plasmas jedoch, und ab 1-2keV wird diese Methode so ineffektiv, daß man zur Erreichung von deutlich höheren Temperaturen Ströme bräuchte, die zur Unterschreitung des niedrig- q -Limits und somit zu Instabilitäten führen [5].

Weitere Heizmethoden sind die Einkopplung von hochfrequenten elektromagnetischen Wellen, die an speziellen Resonanzen des Plasmas absorbiert werden, und das Einschießen von hochenergetischen Neutralteilchen, die ihre Energie durch Stöße an die Plasmateilchen abgeben. Die Neutralteilchen sind in der Regel von der gleichen Art, wie die Plasmateilchen (H,D in heutigen Experimenten) und bewirken gleichzeitig die Teilchennachfuhr. Je nach Ausrichtung der Neutralstrahlen zum Tokamak können sie bei Injektion in toroidaler (*tangentialer*)Richtung einen nennenswerten Impuls in toroidaler Richtung auf das Plasma übertragen und dieses in toroidale Rotation versetzen. Die Geschwindigkeiten können etwa 100km/s betragen und es wird gegenwärtig untersucht, inwiefern diese Rotation einen stabilisierenden Effekt auf den Einschluß hat.

1.5 TEXTOR

Der Tokamak des Instituts für Plasmaphysik im Forschungszentrum Jülich TEXTOR (Torus EXperiment for Technology Oriented Research) ist für heutige Verhältnisse von mittlerer Größe. Er besitzt einen toroidalen Pump-Limiter aus Graphit zur Abschälung des Plasmas am Rand; dieser definiert

gleichzeitig die letzte geschlossene Flußfläche. Die Flußflächen sind zirkular, aber im allgemeinen nicht konzentrisch. Zur Heizung sind neben dem Plasmastrom zwei ICRH-Antennen (Ion-Cyclotron-Resonance-Heating) mit jeweils 2.2MW Leistung verfügbar. Daneben gibt es zwei Neutralteilcheninjektoren mit jeweils 1.7MW Nennleistung, die H,D oder He bei einer Beschleunigungsspannung von maximal 60kV injizieren können. Beide Injektoren sind toroidal ausgerichtet, zielen aber in entgegengesetzte Richtungen. Für den Plasmabetrieb und die Stabilität des Plasmas folgt daraus, daß ein Injektor in Richtung des Plasmastromes wirkt (Co-Injektion) und der zweite entgegen (Counter-Injektion). Die wichtigsten technischen Daten sind in den folgenden Tabellen zusammengefaßt:

technische Daten		
großer Radius	R_0	1.75m
kleiner Radius	a	0.46m
toroidales Feld	B_Φ	< 2.6T
Plasmastrom	I_P	< 800kA
Flußhub	Φ	8.8Vs
Leistung NI	P_{NI}	2 · 1.7MW
Leistung ICRH	P_{ICRH}	2 · 2.2MW

typische Parameter		
Pulsdauer	t_{puls}	6s
zentrale Elektronendichte	$n_e(0)$	$3 \cdot 10^{19} \text{m}^{-3}$
zentrale Elektronentemperatur	$T_e(0)$	1.5keV
Plasmastrom	I_P	350kA

Kapitel 2

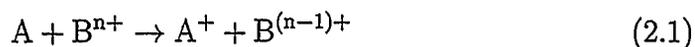
Ladungsaustauschspektroskopie

In diesem Kapitel werden zuerst die grundlegenden Prinzipien der Ladungsaustauschspektroskopie (CXRS vom englischen *Charge eXchange Recombination Spectroscopy*) dargestellt. Danach wird detailliert der experimentelle Aufbau der Diagnostik an TEXTOR beschrieben. Das Kapitel endet mit einer prinzipiellen Beschreibung der zur Auswertung der Spektren benutzten Software.

2.1 Prinzip

CXRS wird an Tokamak zur Bestimmung von Iontemperaturen, toroidalen Plasmageschwindigkeiten und absoluten Dichten verwendet [6].

Da die in einem Tokamak hauptsächlich vorkommenden leichten oder mittelschweren Ionen (H,D,T,C,Ne,He,Be...) im Plasmaminneren vollständig ionisiert sind, können sie keine Linienstrahlung emittieren und sind daher für spektroskopische Untersuchungen nicht zugänglich. Die relevanten Energieniveaus müssen aktiv mit Elektronen bevölkert werden. Dieses geschieht mit Neutralteilcheninjektoren, die mit einer Spannung von ca. 50 kV z.B. H-Ionen außerhalb des Plasmagefäßes beschleunigen. Die Ionen werden vor dem Eintritt ins Plasma neutralisiert, damit sie durch das Magnetfeld des Tokamak nicht abgelenkt werden. Die so entstandenen neutralen Atome (A) können Ladungsaustauschprozesse mit den Plasmaionen (B) ausführen:



Dieser Prozess findet mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit in angeregte Zustände $B^{(n-1)+*}$ statt und die entsprechenden Wirkungsquerschnitte und effektiven Emissionsraten sind teilweise nur näherungsweise bekannt und

selbst Gegenstand der Forschung. Eine Übersicht bietet [7]. Für einige wichtige Übergänge sind sie jedoch bekannt und zum Teil im Software-System ADAS implementiert [8].

Bevor die Plasmaionen durch Stöße reionisiert werden, senden sie Linienstrahlung aus, die detektiert wird. Bei einer maxwellschen Geschwindigkeitsverteilung der Ionen kann man aus der Dopplerbreite des resultierenden gaußförmigen Spektrums auf die Temperatur, aus der Verschiebung des Linienzentrums zur Vakuumwellenlänge auf makroskopische Geschwindigkeiten und aus der Intensität auf Ionendichten geschlossen werden.

$$f(\lambda, T_B) = I_0 \frac{2}{\lambda_{FWHM}} \sqrt{\frac{\ln 2}{\pi}} \exp\left(-4 \ln 2 \left(\frac{\lambda - \lambda_0}{\lambda_{FWHM}}\right)^2\right) \quad (2.2)$$

$$\lambda_{FWHM} = \lambda_0 \sqrt{\frac{kT_B 8e_0 \ln 2}{Mc^2}} = \lambda_0 \sqrt{\frac{kT_B}{1.68 \cdot 10^8 A_g}} \quad (2.3)$$

Messung \rightarrow

$$\begin{array}{ll} \lambda_{FWHM} & \rightarrow T_B \\ \lambda_0 & \rightarrow v \\ I_0 & \rightarrow n_B \end{array}$$

(λ : Wellenlänge, λ_{FWHM} : Full Width Half Maximum, A_g : atomare Masse [amu], kT_B : Temperatur [eV], e_0 : Elementarladung, M : Masse, v : Geschwindigkeit in Beobachtungsrichtung, I_0 : Intensität)

Als Neutralstrahl wird dabei meist ein vorhandener Heizstrahl verwendet, da für eine ausreichende Signalstärke ein hoher Teilchenstrom nötig ist. Zur Randschichtdiagnostik können auch spezielle Diagnostikstrahlen mit geringerer Eindringtiefe benutzt werden [9].

Eine radiale Ortsauflösung wird dadurch erhalten, daß unter einem Winkel zum Neutralstrahl beobachtet wird (Abb. 2.1). Idealerweise legen die Plasmaionen nur einen kleinen Weg vor ihrer Reionisation zurück, so daß sich das Beobachtungsvolumen lediglich aus dem Schnittpunkt von Sichtlinie und Neutralstrahl ergibt. Endliche Strahldurchmesser verschlechtern die Ortsauflösung. Daher ist eine Beobachtungsgeometrie sinnvoll, bei der die Sichtlinien den Neutralstrahl dort schneiden, wo die Sichtlinien tangential an den magnetischen Flußflächen liegen. Da die Plasmamparameter auf den Flußflächen als konstant angesehen werden können, wird so die radiale Auflösung optimiert.

Bei horizontaler Beobachtung in der äquatorialen Ebene erhält man durch eine toroidale Plasmarotation eine Linienverschiebung, die nicht nur die entsprechende Geschwindigkeit messen läßt, sondern außerdem die Analyse der

Spektren vereinfacht: Neben dem CX-Anteil ist an der selben Stelle im Spektrum immer noch zumindest ein Anteil vorhanden, der durch Elektronenstoßanregung von nicht vollständig ionisierten Ionen am Plasmarand herrührt. Falls diese beiden Anteile im Spektrum nicht getrennt sind und ähnliche Halbwertsbreiten besitzen, ist es schwierig, sie bei der Analyse zu unterscheiden. Sind die beiden durch eine Dopplerverschiebung einer der beiden Komponenten gegeneinander verschoben, ist eine Auswertung einfacher.

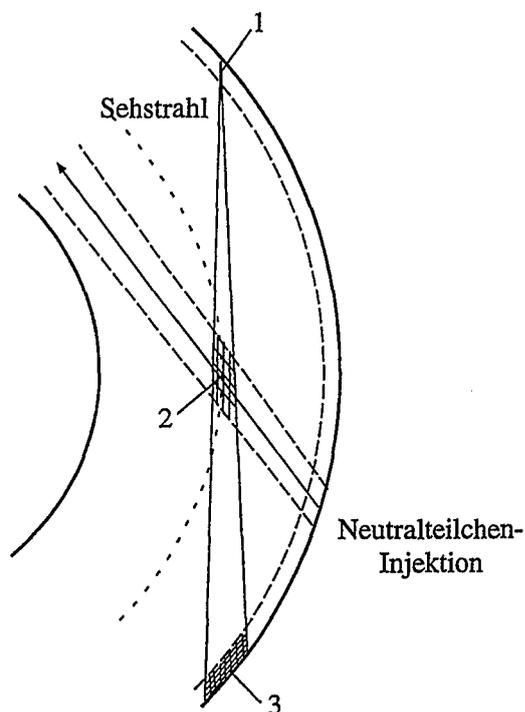


Abbildung 2.1:

Prinzipskizze Ladungsaustauschspektroskopie. Der Sehstrahl schneidet bei 2 den Neutralteilchenstrahl, woraus sich das eigentliche Beobachtungsvolumen ergibt. Aber auch in den Plasmarandbereichen (1) und (3) entsteht Linienemission.

2.2 Experimenteller Aufbau

2.2.1 Neutralteilcheninjektion

Bei den an TEXTOR eingesetzten Neutralteilcheninjektoren werden wie in Abb. 2.2 rechts schematisch dargestellt, Plasmen in einer Ionenkammer (ion source) erzeugt. Ein Teil dieser Ionen wird von einer Gitterkombination auf bis zu 60keV beschleunigt. Diese Ionen besitzen eine sehr geringe senkrechte Energiekomponente und sind daher gut fokussierbar. In einer anschließenden Kammer durchfliegen die energiereichen Ionen eine Gasstrecke und werden dort teilweise (bis zu 50%) neutralisiert. Diese Neutralteilchen dienen im

Plasma zur Heizung; der nicht neutralisierte Teil wird über Magnete abgelenkt und abgetrennt (ion dump). Da in der Plasmakammer sowohl Ionen vom Atom (H^+ oder D^+) gebildet werden als auch von Molekülen (H_2^+ , D_2^+ , H_3^+ , D_3^+), besitzen die Strahlen Teilchen mit E , $E/2$ und $E/3$ -Energien pro Masseneinheit. Eine typische prozentuale Verteilung der Energien beträgt 47%(E), 36%($E/2$) und 13%($E/3$). Die Strahlen besitzen eine Divergenz von $< 1^\circ$, wobei die vertikalen Fokalfpunkte 6.5m und die horizontalen 8.5m von der Ionen-Quelle entfernt liegen. Die Strahlprofile sind gaußförmig und besitzen eine Halbwertsbreite (FWHM) von ca. 25cm [10]. Die Speziesverteilung und das Profil der Energiedeposition des Strahls müssen für Dichtebestimmungen aus CXRS bekannt sein. Für die Bestimmung von Temperatur- und Rotationsprofilen sind sie dagegen von untergeordneter Bedeutung, wenn man von dem Einfluß des Wirkungsquerschnitts absieht (s. Kapitel 4).

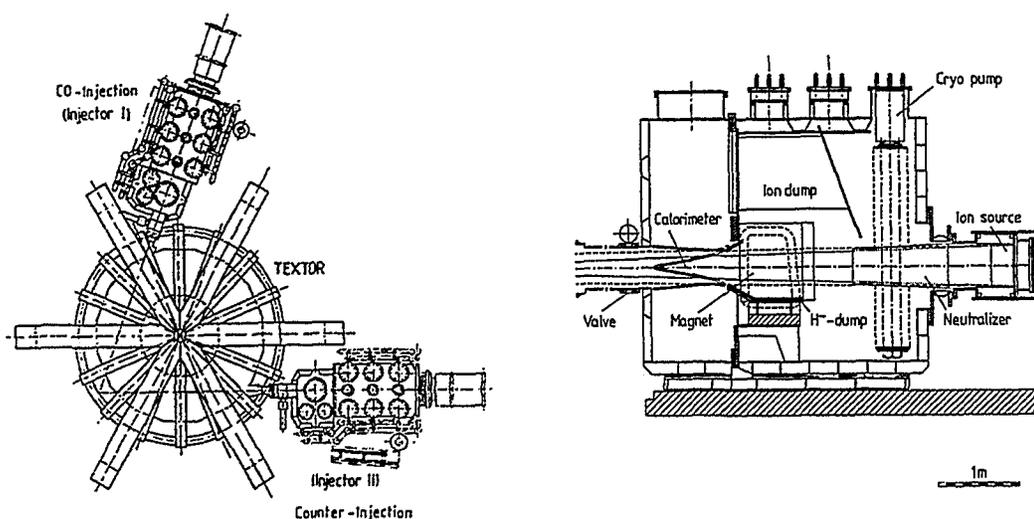


Abbildung 2.2: Neutralteilcheninjektoren an TEXTOR

2.2.2 Sichtlinien und Spektrometer

Die Ladungsaustauschspektroskopie an TEXTOR verfügt über vier fast identische Sätze von 17 Lichtleitern, die jeweils an ein eigenes Spektrometer angeschlossen sind. Die Sichtlinien, die sich hieraus ergeben, kreuzen den Neutralstrahl in der horizontalen Ebene (15 Stück), eine Sichtlinie beobachtet senkrecht von oben und eine Sichtlinie kreuzt den Neutralinjektor nicht.

15 Sehstrahlen kreuzen den Neutralstrahl an 15 Radien verteilt über den halben Torusdurchmesser auf der Niederfeldseite. Da eine genügende radiale

Auflösung nicht für alle Kanäle von einem einzigen Fenster aus erreicht werden kann, sind die Sehstrahlen so auf zwei Fenster verteilt, daß alle möglichst tangential verlaufen. Die radiale Auflösung ist abhängig von der speziellen Sichtlinie und liegt zwischen 1.5cm und 13.5 cm. Die Sichtlinien werden mit einer Linse auf je einen Lichtleiter abgebildet. Die Lichtleiter (0.6mm \varnothing , Quarz, OPTRAN P-UV 600 T) werden am anderen Ende auf den Eingangsspalt eines Gitterspektrometers abgebildet. Alle Lichtleiter sind vertikal in einer Reihe angeordnet und die Oberfläche poliert. Das Spektrometer bildet diese Lichtleiter in der vertikalen (nicht dispersiven) Richtung auf den Austrittsspalt ab. Durch Benutzung eines CCD-Chips als Detektor kann dann (ohne Austrittsspalt) in horizontaler Richtung die spektrale und in vertikaler Richtung die Ortsinformation (Trennung der einzelnen Sichtlinien) ausgelesen werden (Abb. 2.3).

Von den Lichtleiterreihen am Sichtfenster wurden vier Reihen zusammengeklebt, so daß bei gleichzeitiger Messung von vier Spektren keine Intensitätsverluste durch Strahlteiler vor den Spektrometern entstehen. Neben den Hauptsichtlinien gibt es pro Spektrometer eine weitere Sichtlinie, die den Neutralstrahl nicht schneidet und ansonsten eine vergleichbare Geometrie hat. Diese kann Informationen über den zeitlichen Verlauf des passiven Anteils im Spektrum liefern, was zur Analyse sehr wertvoll sein kann. Außerdem gibt es eine weitere Sichtlinie die den Neutralstrahl senkrecht von oben schneidet. Da diese Sichtlinie eine schlechte Ortsauflösung besitzt, wurde sie bisher kaum zur Auswertung herangezogen.

Die Spektrometer (Abb. 2.4) bestehen aus einem festen Eintrittsspalt von 50 bzw. 100 μm Breite und einem Linse/Gitter-System in Littrow-Geometrie. Bei Brennweiten von 0,75m beträgt das Öffnungsverhältnis 1:6 bzw. 1:4,3. Die Gitter besitzen 600-1800 Striche pro mm. Die Dispersion der verschiedenen Spektrometer liegt in der ersten Ordnung zwischen 0,013 und 0,049 $\frac{\text{nm}}{\text{pixel}}$. Sie läßt sich gemäß

$$\frac{d\lambda}{dpx} \approx \frac{1}{mfg} \sqrt{1 - \left(\frac{m\lambda g}{2}\right)^2} \Delta x$$

(m: Gitterordnung, f: Brennweite, g: Gitterkonstante, Δx : Breite eines Pixels) berechnen oder anhand von bekannten benachbarten Spektrallinien, wie der Hg-Doppellinie bei 577/578 nm bestimmen. Die Pixelbreite der CCD-Kamera (Wright Instruments) bestimmt die maximale spektrale Auflösung und beträgt 22,5 μm . Je nach eingestellter Spaltbreite beträgt die Apparatebreite ca. 2.5-5 Pixel. Die Apparatfunktionen der Spektrometer wurden mit verschiedenen Spektrallampen bestimmt und bei der Auswertung der Spektren berücksichtigt (siehe 2.3).

Alle Sichtlinien wurden innerhalb des Torus geometrisch vermessen und

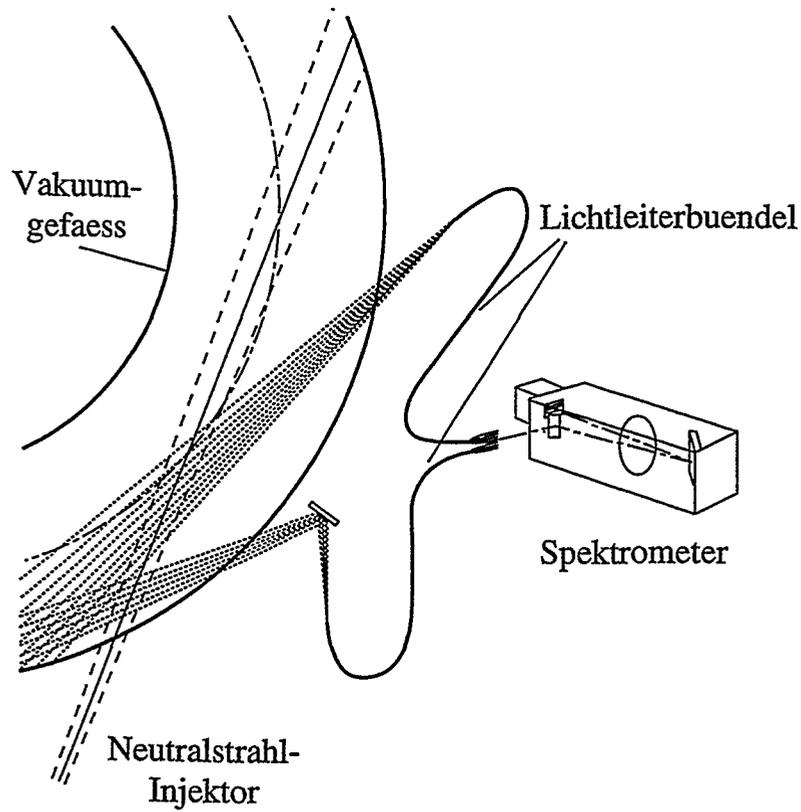


Abbildung 2.3: Ladungsaustauschspektroskopie

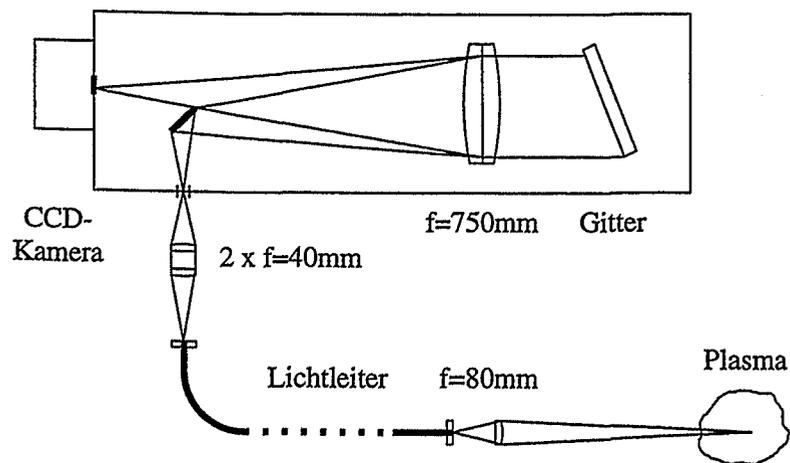


Abbildung 2.4: Spektrometer

die Detektoren regelmäßig mit einer Ulbricht-Kugel absolut kalibriert.

Die CCD-Kamera besteht im wesentlichen aus einem Chip mit 1152×298 Pixeln, von dem jedoch nur eine Hälfte (576×298 , hierbei ist die schmalere Seite in Richtung des Spektrums und die breitere Seite in Richtung der verschiedenen Lichtleiter) beleuchtet wird. Um eine höhere Ausleserate zu ermöglichen, wird nach dem Belichten des Chips der Inhalt in die andere Chip-Hälfte transferiert und von dort zeilenweise ausgelesen. Während des Auslesens steht die andere Hälfte wieder zur Belichtung zur Verfügung. Da für die Trennung der Lichtleiter keine Auflösung von 576 Pixeln nötig ist, werden schon beim Auslesen Bereiche des Chips mit gleichem Lichtleiter (ca. 30 Pixel) aufaddiert, so daß lediglich 16 Spektren mit jeweils 298 Werten ausgelesen werden müssen, was ebenfalls die Zeitauflösung verbessert. In jeweils 40 ms wird eine Aufnahme mit 16 Spektren durchgeführt, bei reduzierter Spektrenwahl verringert sich diese Zeit bis auf 5ms bei nur einem Spektrum. Die Kameras sind über ein Interface mit jeweils einem PC (80486) verbunden und werden über eine separate Triggereinheit angesteuert, die wiederum von der TEXTOR-Datenerfassung gestartet wird. Von den PCs werden die Daten auf eine Workstation (DEC Alpha) transferiert, auf der auch die Auswertung stattfindet.

2.3 Auswertung

Die computergestützte Analyse basiert auf der Annahme, daß sich alle spektralen Komponenten als Gaußkurven darstellen lassen. Das ist für rein doppellerverbreiterte Spektrallinien richtig, muß jedoch für andere Verbreiterungsmechanismen überprüft werden. Die Verwendung von Gaußprofilen bietet in der Auswertung einige Vorteile, so daß es praktikabler ist, selbst eindeutig nicht-gaußförmige Profile wie ein gemessenes relativ breites Apparateprofil durch eine Summe von Gaußfunktionen zu approximieren. Nicht-gaußförmige Anteile in den Spektren können ebenfalls näherungsweise durch Überlagerung mehrerer Gaußkurven erzeugt werden. Das Ergebnis ist eine Summe von Gaußfunktionen:

$$f(\lambda) = \sum_{i=1}^n A_i \frac{2}{w_i} \sqrt{\frac{\ln 2}{\pi}} \exp \left(-4 \ln 2 \left(\frac{\lambda - \lambda_{0i}}{w_i} \right)^2 \right) \quad (2.4)$$

(A_i : Intensität, der Rest jedes Summanden ist auf 1 normiert, w_i : Halbwertsbreite (FWHM)). Dieses Spektrum ist wiederum mit der Apparatefunktion gefaltet, die in der gleichen Art dargestellt wird:

$$g(\lambda) = \sum_{j=1}^m \bar{A}_j \frac{2}{\bar{w}_j} \sqrt{\frac{\ln 2}{\pi}} \exp \left(-4 \ln 2 \left(\frac{\lambda - \bar{\lambda}_{0j}}{\bar{w}_j} \right)^2 \right) \quad (2.5)$$

Im Ergebnis erhält man als Modellfunktion folgenden Ausdruck, wobei ein zusätzlicher Untergrund F_0 hinzugefügt wurde:

$$F(\lambda) = F_0 + \sum_{j=1}^m \sum_{i=1}^n A_i \bar{A}_j \frac{2}{\bar{w}_j w_i} \sqrt{\frac{\ln 2}{\pi}} \frac{1}{\sqrt{\bar{w}_j^{-2} + w_i^{-2}}} \exp \left(-4 \ln 2 \left(\frac{\bar{w}_j^{-2} w_i^{-2} (\lambda - \lambda_{0i} - \bar{\lambda}_{0j})^2}{\bar{w}_j^{-2} + w_i^{-2}} \right) \right) \quad (2.6)$$

Diese Funktion wird mit einem least-square-fit an die gemessenen Spektren angepaßt (z.B. NAG-library E04GBF). Pro Gaußfunktion enthält die Modellfunktion drei freie Parameter: A_i , λ_{0i} und w_i , was bei mindestens sechs Komponenten im Falle des Balmer- α -Spektrums schnell zu Konvergenzproblemen und Instabilitäten führt. Außerdem müssen geeignete Startwerte für die Fitparameter vorgegeben werden. Diese können in der ohmschen Phase vor Einschalten des Injektors ermittelt werden, wenn die Spektren noch keine CX-Anteile enthalten. Zwischen den einzelnen Parametern bestehen außerdem teilweise Zusammenhänge, die die Anzahl der freien Parameter reduzieren. So wurde angenommen, daß

- die Temperaturen für H und D im gemeinsamen Spektrum identisch sind
- der Wellenlängenabstand zwischen H und D aus der Theorie bekannt ist
- ggf. das Intensitätsverhältnis von H/D im Plasmazentrum dem am Rand entspricht.

Auf diese Weise läßt sich für das H_α -Spektrum die Anzahl der freien Parameter von 18 auf 10 erniedrigen. Die ersten beiden Annahmen dürfen als gerechtfertigt gelten, die dritte hat insbesondere bei niedrigen H-Anteilen keinen nennenswerten Einfluß auf ermittelte Temperaturen und Geschwindigkeiten des Deuteriums.

Kapitel 3

Das Balmer- α -Spektrum

Um CXRS-Spektren interpretieren zu können, müssen zuerst die Eigenschaften der gemessenen spektralen Bereiche gut bekannt sein. Daher wird in diesem Kapitel der Wellenlängenbereich um 656nm beschrieben, sowohl was die Balmer- α -Emission ($n=3\rightarrow 2$) von H und D betrifft als auch störende Spektrallinien anderer Übergänge. Außerdem werden Einflüsse auf die Spektrallinien diskutiert, die die Interpretation zusätzlich erschweren. In den folgenden beiden Kapiteln werden dann detailliert der Einfluß der Energieabhängigkeit des Wirkungsquerschnitts und der Halo-Effekt untersucht.

Die Balmer- α -Linie ist bei einem Wasserstoff/Deuterium-Gemisch, wie es in TEXTOR praktisch immer vorliegt, doppelt vertreten. Die ungestörten Wellenlängen λ_0 liegen bei 6561.1Å(D) und 6562.8Å(H) und überlagern sich bei den auftretenden Temperaturen, so daß beim Auswerten der Spektren die Anteile beider Isotope gleichzeitig berücksichtigt werden müssen. Das Spektrum setzt sich aus jeweils drei Anteilen zusammen (Abb. 3.1):

- eine schmale „kalte“ Linie aus der Plasmarandzone
- ein zusätzlicher Anteil mit mittlerer Temperatur (*lukewarm*)
- eine „heiße“ Komponente durch Ladungsaustausch mit dem Neutralteilchenstrahl

Die ersten beiden Komponenten müssen vom Gesamtspektrum abgezogen werden, um aus dem dritten Anteil, dem eigentlichen Ladungsaustauschspektrum, die orts aufgelöste Temperatur und toroidale Geschwindigkeit zu ermitteln.

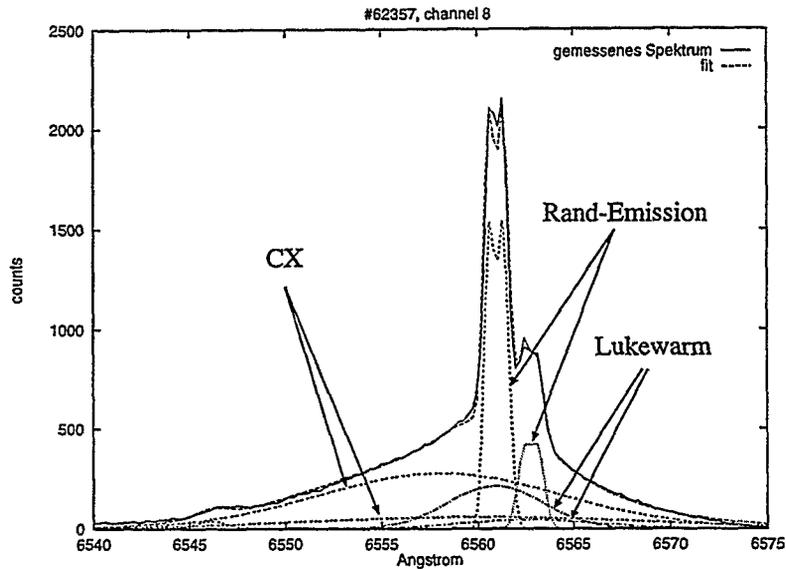


Abbildung 3.1: *Balmer- α -Spektrum während Neutralteilcheninjektion.*

3.1 CX-Anteil

Der Ladungsaustauschanteil im Falle der Balmer- α -Linie ist bei den relevanten Temperaturen im keV-Bereich wesentlich breiter als die Anteile vom Plasmarand und die Lukewarmanteile und läßt sich daher sehr gut von diesen unterscheiden. Ein Problem stellte teilweise die Intensität dar, obwohl die Empfindlichkeit der Spektrometer in jedem Fall genügt hätte. Die Intensität der Rand-Emission, die immer auch das CX-Signal überlagert, war teilweise so groß, daß Graufilter benutzt werden mußten, damit der Detektor nicht sättigt. Damit reduzierte sich aber auch gleichzeitig das eigentliche Nutzsignal, die CX-Komponente. Speziell die Kanäle im Plasmazentrum waren dadurch schwierig auszuwerten, da der Neutralstrahl hier schon stark abgeschwächt ist. Der Wirkungsquerschnitt für Ladungsaustauschprozesse und dessen Auswirkungen auf die Spektren werden in Kapitel 4 ausführlich behandelt.

3.2 Emission am Plasmarand

Neutraler Wasserstoff kommt aufgrund der niedrigen Ionisationsenergie bei nicht neutralteilchengeheizten Entladungen nur in der Plasmarandschicht vor. Bei einer typischen Temperatur von 2eV ist die Dopplerbreite für D (0.5\AA) vergleichbar mit der Zeeman-Aufspaltung (0.8\AA bei $B=2\text{T}$).

„normaler“ Zeeman-Effekt (Näherung für starkes B-Feld):

$$\Delta\lambda = B \frac{\lambda_0^2 \mu_B}{h c} \quad (3.1)$$

(h : Plancksche Konstante, $\mu_B = \frac{q\hbar}{4\pi m_e}$, c = Lichtgeschwindigkeit) Eine Abschätzung, ab wann die Zeeman-Aufspaltung zu einer „deutlichen Störung“ eines dopplerverbreiterten Linienprofils führt, also ab wann das Profil deutlich von einem Gaußprofil abweicht, liefert folgende Formel [11]:

$$kT \leq \mu \left(\frac{n^4 B}{40z^2} \right)^2 \approx 33eV \quad (3.2)$$

Hierbei ist $n=3$ (oberes Niveau), $B=2T$, $z=1$ (Kernladung) und $\mu=2$ (atomare Masse) für Deuterium. Der Zeeman-Effekt muß deshalb nur bei der Randemission, nicht aber bei den wesentlich breiteren Anteilen berücksichtigt werden, die aus heißeren Regionen des Plasmas stammen.

Die Aufspaltung durch den Zeeman-Effekt führt zu drei spektralen Komponenten, die sich hinsichtlich ihrer Polarisationsseigenschaften unterscheiden. Die unverschobene π -Komponente ist bei Beobachtung senkrecht zu \mathbf{B} linear polarisiert und verschwindet bei paralleler Beobachtung. Die σ_{\pm} -Komponenten sind symmetrisch zur π -Komponente um $\Delta\lambda$ gemäß Gl. 3.1 verschoben. Sie sind bei Beobachtung senkrecht zu \mathbf{B} linear polarisiert und bei Beobachtung in paralleler Richtung zirkular. Das Spektrum läßt sich somit bei endlicher Temperatur als Summe von 3 Gaußkurven darstellen:

$$I(\lambda) = \sum_{i=1}^3 A_i \frac{2}{w} \sqrt{\frac{\log 2}{\pi}} \exp \left(-4 \log 2 \left(\frac{\lambda - \lambda_0 - d\lambda_i}{w} \right)^2 \right) \quad (3.3)$$

$$A_1 = \frac{3}{16\pi} (1 + \cos^2 \theta) \quad (3.4)$$

$$A_2 = \frac{3}{8\pi} \sin^2 \theta \quad (3.5)$$

$$A_3 = A_1 \quad (3.6)$$

$$d\lambda_1 = \frac{\lambda_0^2 e B}{c 4\pi m_e} = 46.7 B \lambda_0^2 \quad (3.7)$$

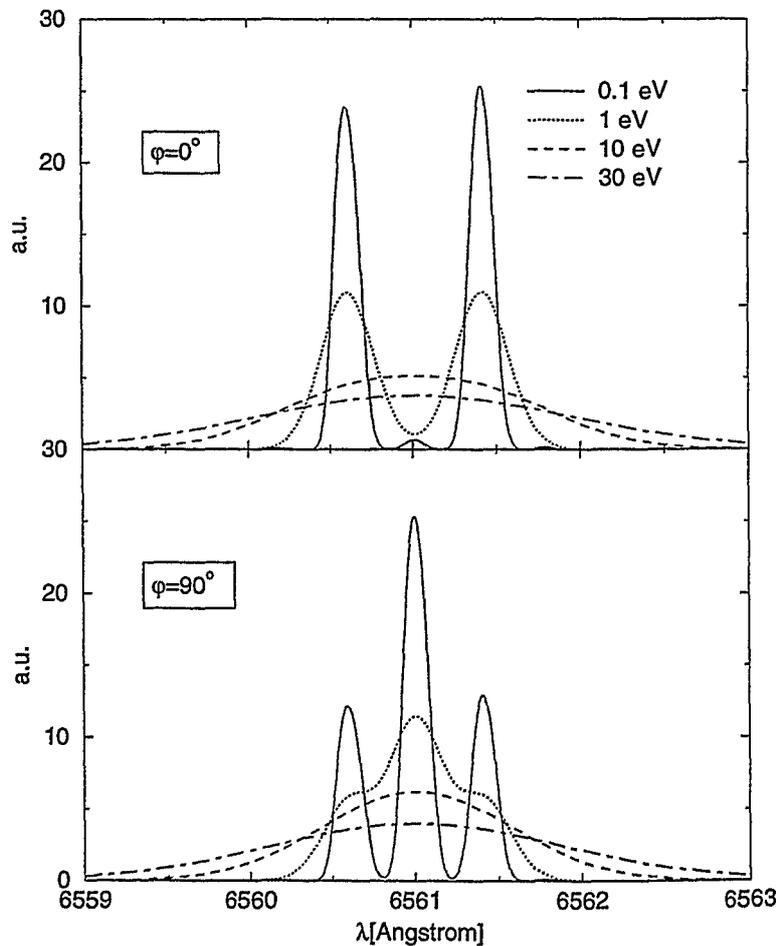
$$d\lambda_2 = 0 \quad (3.8)$$

$$d\lambda_3 = -d\lambda_1 \quad (3.9)$$

$$w = \sqrt{\frac{T}{1.68 \cdot 10^8 \mu}} \lambda_0 \quad (3.10)$$

Um die Rechtfertigung dieser Näherung für ein starkes Magnetfeld zu überprüfen, wurden die so erhaltenen Spektren mit Ergebnissen verglichen, die aus Berechnungen des Zeeman-Effektes im Falle mittlerer B -Felder (Paschen-Back-Effekt) resultieren [12]. Diese Berechnungen ermitteln die Energieeigenwerte aus der Dirac-Gleichung und berücksichtigen die Feinstrukturaufspaltung, was zu 54 möglichen Übergängen führt. Aus den Übergangswahrscheinlichkeiten wurde durch eine Faltung mit Gaußfunktionen entsprechender Halbwertsbreite ein Spektrum bei endlicher Temperatur berechnet (Abb. 3.2). Es stellte sich heraus, daß bei einem Magnetfeld von 2T das Ge-

Abbildung 3.2:
Berechnung des Paschen-Back-Effektes an D_α bei verschiedenen Temperaturen und $B=2T$. Beobachtungsrichtungen sind parallel (oben) und senkrecht (unten) zum B -Feld.



samtspektrum bis zu einer Temperaturuntergrenze von ca. 0.1eV gut mit drei Gaußkurven angenähert werden kann, die dann der Näherung für ein starkes B -Feld gemäß Gl. 3.3 ff. entsprechen. Für niedrige Temperaturen kann noch ein empirisch ermittelter Korrekturfaktor eingeführt werden. Dieser (Gl. 3.11) entspricht dem Unterschied zwischen der vorgegebenen Temperatur für das unter Berücksichtigung der Feinaufspaltung berechnete Spektrum (T) zu

der der angepaßten Summe aus drei Gauß-Funktionen (T_{app}).

$$\frac{T_{app}}{T} \approx \frac{1}{aT + b} + 1 \quad (3.11)$$

(T in eV). Für einen Winkel θ von 25° zwischen Sichtlinie und Magnetfeldrichtung ergeben sich folgende Werte, wobei die Temperaturkorrektur nur für $T \leq 1eV$ (H) und $T \leq 2eV$ (D) von Bedeutung ist.

	$\lambda_0[\text{\AA}]$	μ	a/eV^{-1}	b
H_α	6562.795	1.007	13.22	0.6166
D_α	6561.010	2.014	7.365	0.166

Nur für sehr niedrige Temperaturen ($\leq 0.1eV$) werden die berechneten Spektren merklich asymmetrisch und lassen sich nicht mehr mit der symmetrischen Funktion aus drei Gaußkurven annähern. Insgesamt ist damit gezeigt, daß die Feinstrukturaufspaltung bis auf kleine Korrekturen vernachlässigt werden kann.

Ein experimentelles Beispiel für den Zeeman-Effekt zeigt die Abb.3.3. Diese Messung ist über 40ms zeitintegriert und am Ende der Entladung 59698 aufgenommen, die mit einer Disruption endete. Die Temperatur ist so niedrig, daß die Linienbreite dem Apparateprofil entspricht. Aus der Breite der Aufspaltung ($\approx 0.8 \text{ \AA}$) erhält man mit Gl. 3.7 ein B-Feld von etwa 2T. In einer normalen Entladung ist die Temperatur der Randemission jedoch höher, wodurch der Zeeman-Effekt weniger dominierend wird.

Unter der Voraussetzung, daß das resultierende Spektrum noch mit einer Gaußfunktion angenähert werden kann, wurden für verschiedene, häufig für CXRS benutzte Übergänge von H-ähnlichen Ionen die Verbreiterung durch Zeeman-Aufspaltung untersucht und Korrekturfaktoren für die Temperatur ermittelt. Abb.3.4 zeigt deutlich, daß im Vergleich zu anderen für CXRS benutzten Übergängen der Zeeman-Effekt für D_α keine Rolle spielt und unterhalb der sonstigen Meßgenauigkeit liegt.

3.3 „Lauwarme“ Komponente (Lukewarm)

Selbst im Falle einer ohmschen Entladung läßt sich das Balmer- α -Spektrum nicht mit nur einer Temperatur, d.h. jeweils 3 Komponenten für H und D aufgrund des Zeeman-Effektes, annähern. Es gibt offensichtlich noch eine weitere Zone weiter im Plasmainternen, wo neutrale H- bzw, D-Atome existieren. Diese können z.B. durch CX mit nicht vollständig ionisierten Verunreinigungen entstehen. Da diese Zone nicht auf einen schmalen radialen Bereich beschränkt zu sein braucht, ist das resultierende Emissionsspektrum

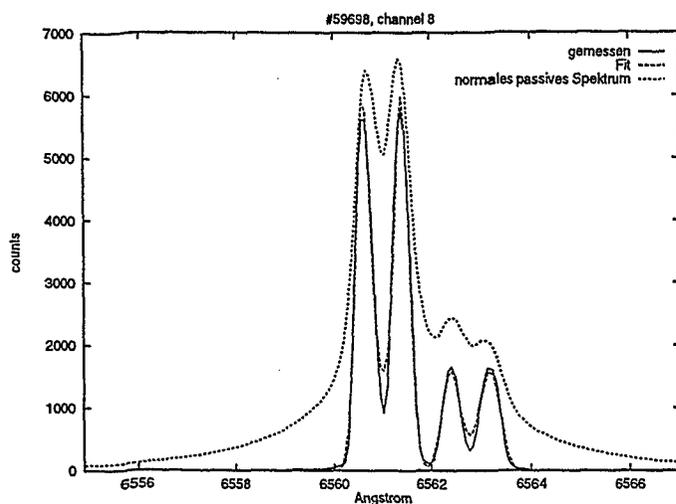


Abbildung 3.3: Beispiel für den Zeemaneffekt bei extrem kaltem Plasma zusammen mit Fitspektrum. Zum Vergleich ist auch ein normales Spektrum im ohmschen Fall dargestellt.

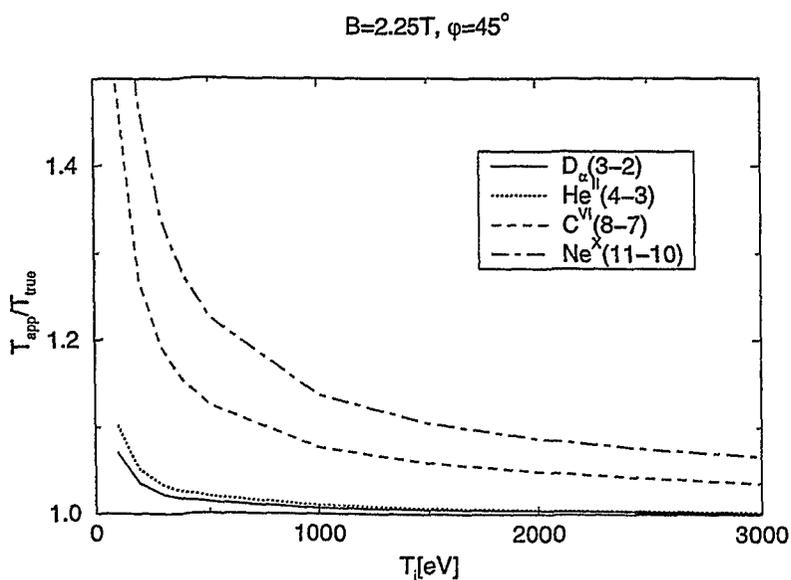


Abbildung 3.4: Korrekturfaktoren für Zeeman-Verbreiterung

eine Überlagerung von Gaußkurven unterschiedlicher Breite, die durch Integration entlang des Sehstrahls entsteht.

In der Tat läßt sich ein Balmer- α -Spektrum eines rein ohmschen Plasmas

von TEXTOR nicht sehr gut mit einer einzigen zusätzlichen Gaußfunktion außer den bereits erwähnten anpassen. Bessere Resultate werden mit 2 Gaußkurven erzielt, wobei die physikalische Bedeutung hier nicht weiter diskutiert wird. Da es bei einer Auswertung mit zusätzlichem CX-Anteil zu viele freie Parameter für einen stabilen Fit gibt, wurden bei der Datenanalyse nur jeweils eine zusätzliche Gaußfunktion als *Lukewarm*-Anteil benutzt.

3.4 Nicht-thermische Anteile

Die Verteilungsfunktion des Deuteriums enthält durch die hochenergetischen Neutralteilchen auch nicht-thermische Anteile. Die injizierten Neutralteilchen werden durch Stöße abgebremst und ionisiert, was sich im gemessenen D_α -Spektrum als Emission im Bereich von λ_0 bis $\lambda_0(1 - \frac{v_z}{c})$ bemerkbar machen kann (v_z =maximale Neutralteilchengeschwindigkeit in Richtung des Beobachters). In der Praxis ist die Emission der Strahlteilchen mit Injektionsenergie wesentlich größer als die der abbremsenden Teilchen.

3.4.1 Emission von angeregten Strahl-Teilchen

Die neutralen Strahl-Atome emittieren Balmer- α -Strahlung. Durch ihre hohe Geschwindigkeit im Magnetfeld des Tokamaks erfahren sie ein elektrisches Lorentz-Feld ($\vec{v}_{Strahl} \times \vec{B}$) und deshalb eine Stark-Aufspaltung (*motional Stark effect*). Da außerdem die Beobachtung unter einem Winkel zur Strahlrichtung stattfindet, sind diese Stark-Multipletts gegenüber der Vakuum-Wellenlänge dopplerverschoben (Abb. 3.5). Diese Verschiebung ist bei einer typischen Beschleunigungsspannung von 40-50keV, einer Ionentemperatur von 1-5keV und der Beobachtungsgeometrie an TEXTOR so groß, daß die Linien von den Rand-Emissions- und CX-Anteilen getrennt sind. Zusätzlich zur Starkaufspaltung sind diese Emissionslinien durch den Zeemaneffekt aufgespalten, wobei der Starkeffekt dominiert.

Diese Linien angeregter Neutralstrahl-atome fanden in den letzten Jahren große Beachtung. Einerseits läßt sich durch die Messung der Spektren unter zusätzlicher Beachtung der Polarisations-eigenschaften der Linien das lokale Magnetfeld bestimmen [13]. Außerdem kann man auf Eigenschaften des Neutralstrahls selbst schließen, die sonst kaum zugänglich sind. So läßt sich die Energie-Spezies-Verteilung, die Strahldivergenz und vor allem auch die Strahlintensität selbst lokal bestimmen [13, 14]. Letzteres ist für die Ladungsaustausch-Spektroskopie von großer Bedeutung weil numerische Strahl-Abschwächungscodes, die ansonsten benutzt werden müssen, vor allem im Plasmazentrum mit relativ großen Fehlern behaftet sind. Die Strahlintensität

ist ein wichtiger Parameter zur Berechnung lokaler Verunreinigungsdichten aus CXRS-Messungen.

Ebenfalls in den Bereich der Emission von angeregten Strahl-Atomen fällt eine Komponente, die von im Injektor beschleunigten H_2O^+ oder D_2O^+ herrührt. Bei einigen Entladungen (bevorzugt die ersten Entladungen eines Tages mit NI) wurde an einer Stelle im Spektrum eine Komponente gemessen, die ca. 1/18-1/20 der Energie besitzt, wenn man die Wellenlängendifferenz zwischen dieser und der H_α -Vakuum-Wellenlänge als Dopplerverschiebung interpretiert. Da sich diese Verschiebung auf den verschiedenen Sichtlinien in der gleichen Art ändert, wie die der Strahl-Emission und z.B. deutlich anders, als man es für eine durch toroidale Rotation hervorgerufene erwartet, scheint die Zuordnung dieser spektralen Komponente zu Wassermolekülen im Injektor eindeutig. Außerdem sind identische Beobachtungen mit spektroskopischen Methoden im Injektortank gemacht worden [15]. Tritt diese spektrale Komponente deutlich hervor, so ist dies ein Hinweis auf ein Wasserleck im Neutralteilcheninjektor.

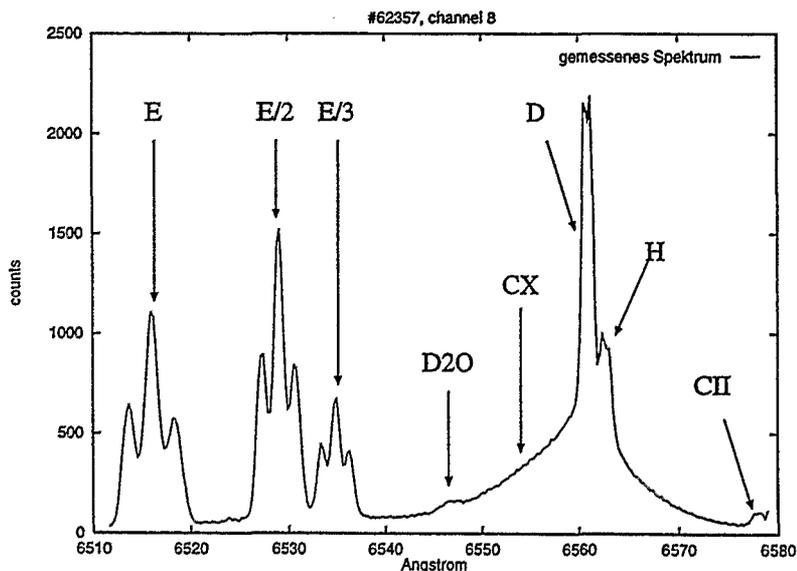


Abbildung 3.5: Komplettes gemessenes Spektrum mit Rand-, CX- und Strahlkomponenten

3.4.2 Spektralkomponente der abbremsenden Strahlteilchen

Die gemessenen Spektren wiesen im Wellenlängenbereich zwischen den verschiedenen Strahlkomponenten oder zwischen diesen und den CX-Anteilen nur eine geringfügige Intensität auf (z.B. Abb.3.5). Für die Resultate der interessierenden Parameter (T_i , v_{tor}) spielte diese eine zu vernachlässigende Rolle. Fits, bei denen für den Untergrund eine entsprechende Steigung angenommen wurde, lieferten praktisch dieselben Resultate wie mit flachem Untergrund. Untersuchungen an JET kommen zum gleichen Ergebnis [16].

3.5 Bremsstrahlung

Die Bremsstrahlung ist normalerweise ein geringer Beitrag im Spektrum und kann aufgrund des relativ schmalen beobachteten Wellenlängenbereichs als in diesem Bereich konstant angesehen werden.

$$\Phi_{Br}(\lambda) \propto G \frac{Z_{\text{eff}} n_e^2}{\lambda \sqrt{T_e}}$$

Da dieser hier quantitativ nicht interessiert, um etwa $Z_{\text{eff}} = \sum n_i Z_i^2 / \sum n_i Z_i$ zu bestimmen, wurde er zusammen mit dem Detektorrauschen als Offset betrachtet.

3.6 Andere Komponenten

Die einzigen weiteren Komponenten in der näheren Umgebung von 656nm sind zwei C^{II}-Linien (657.8 und 658.2nm) die regelmäßig mitgemessen wurden, die Auswertung aber nicht behindern. Insbesondere wurden keine konkreten Hinweise auf das Auftauchen der He^{II}-Linie bei 656.0nm festgestellt. Diese könnte die Form des Balmer- α -Spektrums erheblich stören. Es sind jedoch z.B. auch bei Helium-Abfuhr-Experimenten, bei denen zu einem bestimmten Zeitpunkt gezielt größere Mengen Helium in die Entladung eingelassen werden, keine Modifikationen des Spektrums aufgetreten.

3.7 Das H/D-Verhältnis

Bei H-Injektion in ein D-Plasma ändert sich die Zusammensetzung des Plasmas, das H/D-Verhältnis steigt. Dieses Verhältnis ist bei einer Auswertung der Spektren für den CX-Anteil eine sehr schlecht reproduzierbare Größe,

falls der entsprechende Parameter in der Fit-Prozedur frei gelassen wird. Das bedeutet einerseits, das sich aus den CX-Spektren das H/D-Verhältnis nur sehr ungenau bestimmen läßt. Da sowohl dieses Isotopenverhältnis wie auch D/T in anderen Experimenten im Plasmazentrum bisher nicht befriedigend gemessen werden kann und andererseits ein wichtiger Parameter ist, wurde trotzdem versucht, bei Entladungen mit relativ großem H-Anteil aus dem D_α -CX-Spektrum das Verhältnis zu bestimmen. Die Streuungen der Ergebnisse waren jedoch so groß, daß diese Messungen nicht fortgeführt wurden. Vergleichbare Messungen an Tokamaks mit höheren Iontemperaturen sind durch schlechter zu trennende H- und D-Komponenten noch unzuverlässiger, so daß als eine Möglichkeit die dopplerfreie Zwei-Photonen-Spektroskopie in Verbindung mit Neutralstrahlen geprüft wird[17].

Andererseits hat bei einem relativ geringen H-Anteil im Plasma die Schätzung des H/D-Verhältnisses keinen großen Einfluß auf die Ergebnisse für den D-Anteil. Um einen möglichst guten Schätzwert für das Verhältnis zu bekommen, wurde überprüft, inwiefern sich das Intensitätsverhältnis der Randedmission (I_{HD}) als feste Vorgabe eignet.

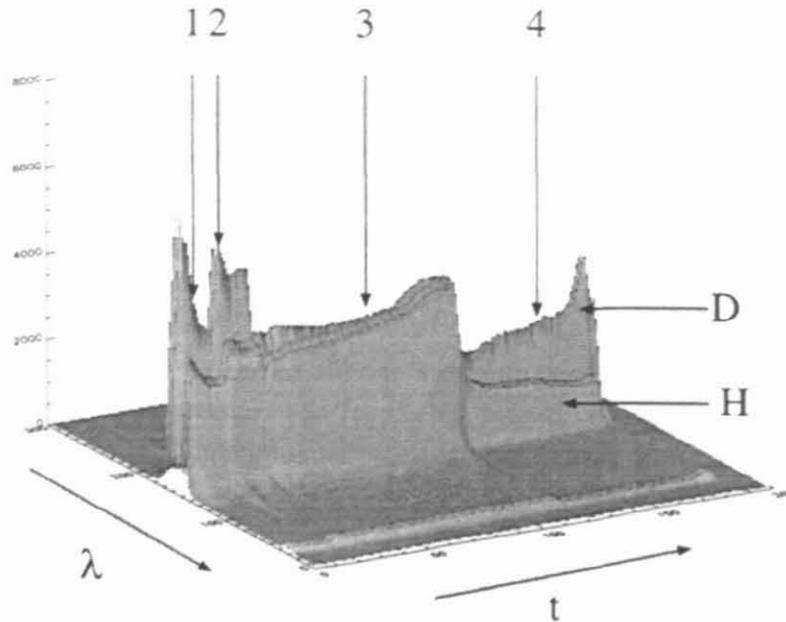


Abbildung 3.6: Zeitlicher Verlauf des Spektrums während Neutralteilcheninjektion (NI). 1: bereits vor NI steigt der relative Anteil von H, da Neutralgas aus dem Injektor strömt. 2: Start NI. 3: während NI steigt der H-Anteil stetig. 4: Nach ausschalten des Injektors sinkt der H-Anteil wieder.

Es wurde generell ein erwarteter Trend von I_{HD} festgestellt, wie Abb.

3.6 zeigt: während H-Injektion steigt der H-Anteil und wenn der Injektor abgeschaltet wird und durch den Gaseinlaß D zur Dichteregulation eingelassen wird, sinkt er wieder. Quantitativ fand sich für die verschiedenen Sichtlinien jedoch eine eindeutige Abhängigkeit: der H-Anteil steigt in dem Maße, wie der Auftreffpunkt der Sichtlinie am Gefäßrand sich dem Injektor nähert. Das trifft sowohl für die Lichtleiter 1-9 als auch 10-15 zu (Abb. 3.7).

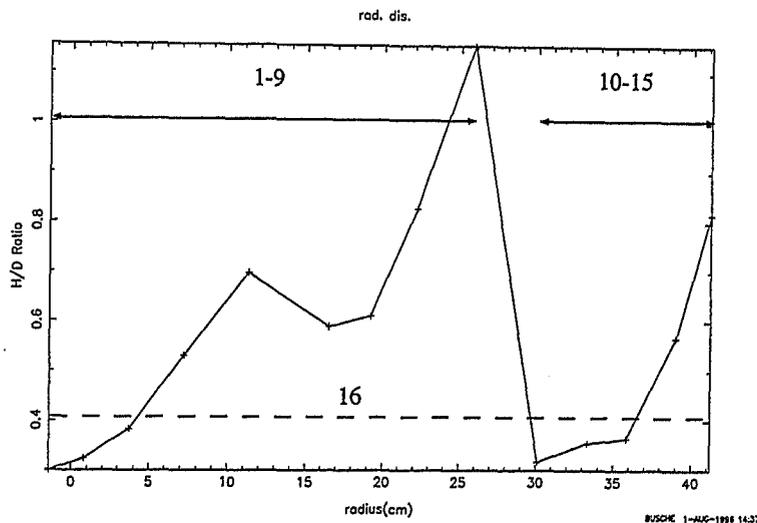


Abbildung 3.7: Das Verhältnis H/D als Funktion der verschiedenen Lichtleiter. Zusätzlich ist als gestrichelte Linie der Wert für die Sichtlinie eingezeichnet, die nicht den Strahl kreuzt (Kanal 16).

Da keine andere H-Quelle in dieser Gegend zu finden ist, wurde folgende Erklärung gefunden (Abb. 3.8): Neutralgasatome aus der Neutralisationskammer des Injektors diffundieren ins Plasmagefäß. Da sie praktisch sofort ionisiert werden, breiten sie sich in toroidaler Richtung in der Plasmarandschicht aus und können durch Rekombination H_{α} -Licht emittieren. Da die H-Dichte mit dem Abstand zum Injektor abnimmt, erhält man die beobachtete I_{HD} -Verteilung. Der wahrscheinlichste Wert für ein Gesamt-H/D-Verhältnis wäre demnach der niedrigste gemessene Wert bzw. der räumlich am weitesten entfernt gemessene. Ein Vergleich dieser Kanäle mit dem H/D-Verhältnis, das an TEXTOR spektroskopisch aus Emissionslinienverhältnissen an einem räumlich weit entfernten Limiter gemessen wird, zeigte eine sehr gute Übereinstimmung.

Kapitel 4

Einfluß des Wirkungsquerschnitts

Die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts für Ladungsaustausch von der Stoßenergie kann großen Einfluß auf das resultierende Spektrum haben [21, 22, 23, 24, 25].

Bei einem konstanten Wirkungsquerschnitt würde aus einer maxwellischen Geschwindigkeitsverteilung und reiner Dopplerverbreiterung ein gaußsches Linienprofil folgen. Dadurch, daß die Teilchen aus verschiedenen Teilen der Maxwellverteilung unterschiedliche Stoßgeschwindigkeiten mit den (monoenergetischen) Strahlteilchen haben, werden diese bei einer Energieabhängigkeit von σ_{CX} unterschiedlich stark gewichtet und das resultierende Linienprofil weicht von dem obigen Gaußprofil ab. Je nach Form des Wirkungsquerschnitts, Iontemperatur, Strahlenergie und Sichtliniengeometrie wird der Schwerpunkt der Linie zu niedrigeren oder höheren Wellenlängen verschoben, die Halbwertsbreite verkleinert oder vergrößert und die Intensität verändert. Generell wächst der Einfluß mit der Iontemperatur. Bei Iontemperaturen im keV-Bereich und Strahl-Energien, die höchstens eine Größenordnung darüber liegen, muß dieser Einfluß überprüft und bei der Auswertung ggf. berücksichtigt werden. Im Vergleich zu anderen Ionen ist der Effekt für Deuterium aufgrund der höheren thermischen Geschwindigkeit besonders gravierend.

4.1 Numerische Simulation

Abb. 4.1 zeigt die effektive Emissionsrate $Q_{eff}(E_{coll}) = \sigma_{eff}(v_{coll})v_{coll}$ berechnet mit einer Näherungsformel nach [26]. Um den Einfluß auf das beobachtete Spektrum zu erfassen, kann die Linienemission numerisch simuliert werden,

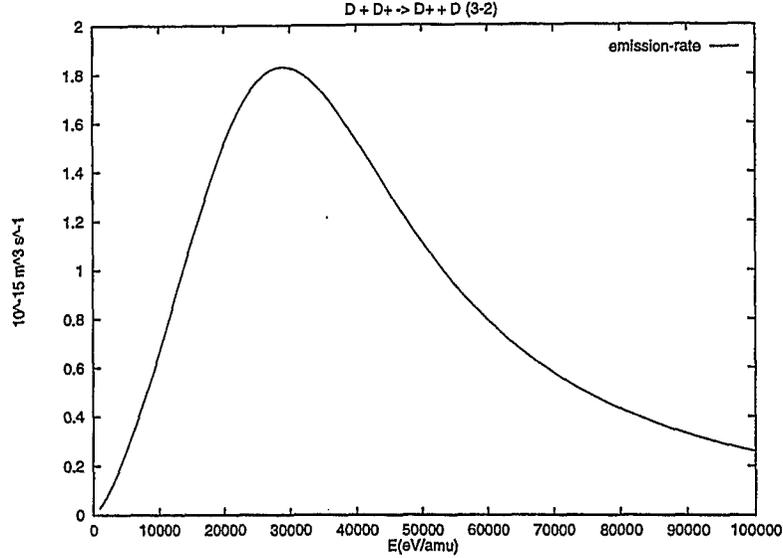


Abbildung 4.1: effektive Emissionsraten für $H\text{-}\alpha$ Ladungsaustauschreaktion mit H -Strahl. Referenzparameter: $n_e = 3 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, $T = 5 \text{ keV}$, $Z_{eff} = 2$

indem man über die Geschwindigkeitsverteilung integriert und dabei jeweils die entsprechenden Stoßgeschwindigkeiten für die Emissionsraten berücksichtigt [25]. Die Geometrie ist in Abb. 4.2 angegeben.

Das CX-Spektrum ist gegeben durch

$$f(v_z) = \int_0^\infty v'^2 dv' \int_0^\pi \sin \theta' d\theta' \int_0^{2\pi} g(v', \theta', \phi') Q_{cx}(v_r) \delta(v_z - v' \cos \theta') d\phi' \quad (4.1)$$

wobei die z -Achse in Richtung des Beobachters zeigt. $Q_{cx}(v_r)$ ist die effektive Emissionsrate für CX bei der Relativgeschwindigkeit v_r , $g(v', \theta', \phi')$ die thermische Verteilungsfunktion. Durch weitere Rechnung und Aufspaltung des Integrals in zwei Teile für Teilchen, die sich auf den Beobachter zu ($v_z \geq 0$) und von ihm weg ($v_z < 0$) bewegen erhält man [25]:

$$f(v_z, v_z \geq 0) = v_z^2 \int_0^{2\pi} d\phi' \int_0^{\pi/2} \frac{\sin \theta'}{\cos^3 \theta'} g(v', \theta', \phi') Q_{cx}(v_r(v', \theta', \phi')) d\theta' \quad (4.2)$$

$$f(v_z, v_z < 0) = -v_z^2 \int_0^{2\pi} d\phi' \int_{\pi/2}^\pi \frac{\sin \theta'}{\cos^3 \theta'} g(v', \theta', \phi') Q_{cx}(v_r(v', \theta', \phi')) d\theta' \quad (4.3)$$

wobei jeweils zu ersetzen ist:

$$v' = \frac{v_z}{\cos \theta'} \quad (4.4)$$

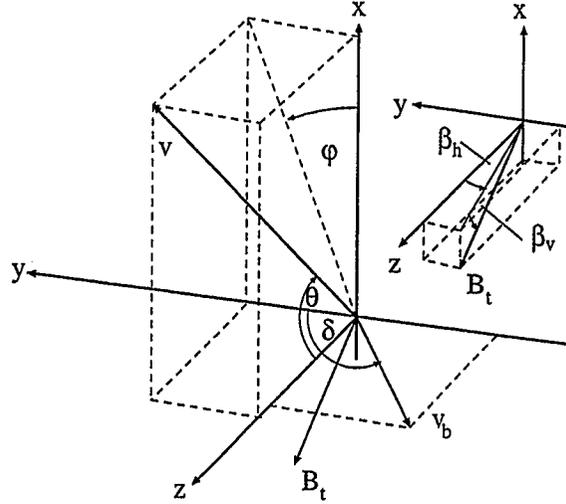


Abbildung 4.2: Geometrie für Simulationsrechnung. z -Achse in Richtung des Beobachters, Strahl (\vec{v}_b) in y - z -Ebene. Der Winkel zwischen y -Achse und \vec{v}_b ist δ . Die Teilchengeschwindigkeit ist \vec{v} . Die Winkel β_h und β_v definieren die Winkel zwischen Sichtlinie und toroidaler Richtung.

Die relative Geschwindigkeit zwischen Ion und Strahl ist gegeben durch

$$v_r^2 = v'^2 + v_b^2 - 2v'v_b(\cos \delta \sin \theta \sin \phi + \sin \delta \cos \theta) \quad (4.5)$$

Die thermische Verteilungsfunktion ist

$$g(\vec{v}) = \frac{1}{\pi^{3/2} v_{th}^3} \exp \left[- \left(\frac{|\vec{v} - \vec{v}_{rot}|}{v_{th}} \right)^2 \right] \quad (4.6)$$

Der Betrag $|\vec{v} - \vec{v}_{rot}| = |\vec{v}'|$ ergibt sich aus

$$v'_x = v \sin \theta \cos \phi - v_{rot} \sin \beta_v \quad (4.7)$$

$$v'_y = v \sin \theta \sin \phi - v_{rot} \sin \beta_h \cos \beta_v \quad (4.8)$$

$$v'_z = v \cos \theta - v_{rot} \cos \beta_h \cos \beta_v \quad (4.9)$$

und $Q_{cx}(v_r)$ wurde für die Rechnung aus [26] entnommen:

$$Q(E_r) = Q_0 \frac{X'^{p'}}{1 + X'^{q'}} \quad (4.10) \quad X' = \frac{E_r}{E_m} \quad (4.11)$$

$$Q_0 = 3.54 \cdot 10^{-15} \frac{\text{m}^3}{\text{s}} \quad p' = 1.39$$

$$E_m = 33.3 \frac{\text{keV}}{\text{amu}} \quad q' = 3.75$$

Das Resultat einer Rechnung für $T_i = 2\text{keV}$, $E_b = 50\text{keV/amu}$, $\delta = 65^\circ$ und $v_{rot} = 0$ ist in Abb.4.3 zu sehen. Im allgemeinen können die resultieren-

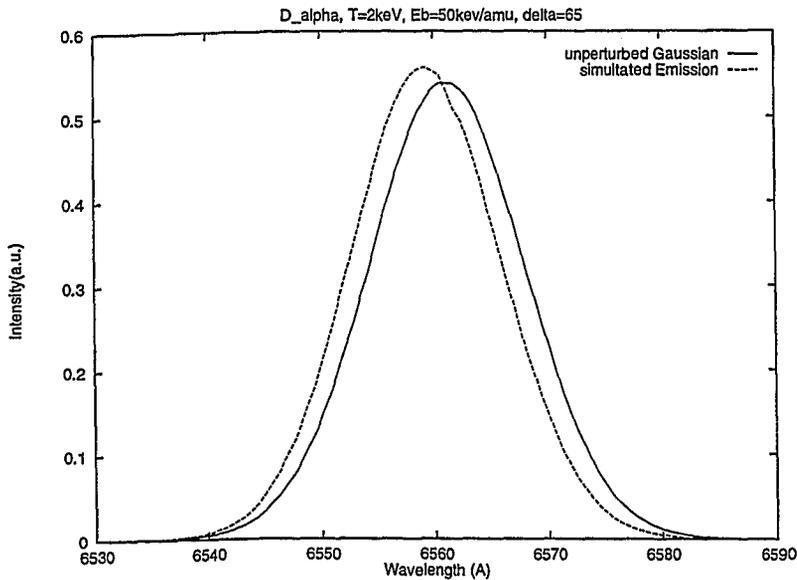


Abbildung 4.3: Simulation der D_α -CX-Emission für $T_i = 2\text{keV}$, $E_b = 50\text{keV/amu}$, $\delta = 65^\circ$ und $v_{rot} = 0$. Die CX-Emission ist gegenüber der Vakuum-Wellenlänge zum Blauen verschoben.

den Spektren gut mit einer Gaußkurve approximiert werden. Es werden Korrekturfaktoren eingeführt, indem die Wellenlängenverschiebung und Linienverbreiterung eines Gauß-Fits im Vergleich zur ungestörten Emission berechnet wird. Mit diesen Faktoren können die zunächst experimentell bestimmten Temperaturen, toroidalen Geschwindigkeiten und Intensitäten korrigiert werden. Diese Faktoren können durch eine Reihe von Simulationen in Tabellen abgelegt werden und von dort bei der Auswertung von experimentellen Daten abgerufen werden.

Eine andere Methode bedient sich eines Näherungsverfahrens, um eine analytische Formel für die Korrekturfaktoren zu bestimmen [26]. In Abhängigkeit der relevanten Größen (T_i , v_{tor} , $Q(E_b)$, E_b , Geometrie) können aus den

„wirklichen“ die „vorgetäuschten“ Werte und umgekehrt berechnet werden. Die entsprechenden Formeln sind im Anhang angegeben. Die Ergebnisse stimmen relativ gut mit denen aus der numerischen Simulation überein, gelten aber nur bei einer bestimmten Stoßenergie. Im Experiment sind aber gleichzeitig mehrere Energiekomponenten des Neutralstrahls präsent, so daß eine Überlagerung der verschiedenen Anteile stattfindet. In der Simulation werden diese Anteile aufsummiert:

$$f(v_z) = \sum_{i=1}^3 f_i(v_z, E_{bi}) \quad (4.12)$$

und das Ergebnis mit einer Gaußfunktion angenähert. Zur Berechnung der einzelnen $f_i(v_z, E_{bi})$ könnte zwar, um Rechenzeit zu sparen, die analytische Formel benutzt werden. Deren Hauptvorteil gegenüber der Simulation aber, die Invertierung der Formel um aus den gemessenen Werten die „echten“ analytisch zu berechnen, geht beim Vorhandensein von mehreren Energiekomponenten verloren. Im Einzelfall muß daher geprüft werden, ob mehrere Komponenten des Strahls nennenswert zum Spektrum beitragen. Falls dieses nicht der Fall ist, kann die analytische Formel für die Hauptkomponente zur Korrektur benutzt werden, ansonsten muß die Abweichung durch numerische Simulation bestimmt werden. Für den Neutralstrahl bei TEXTOR stellt sich für D_α heraus, daß auch die halbe und drittel Energiekomponenten einen großen Einfluß besitzen. Das Verhältnis der Energiekomponenten wurde für die Rechnungen entnommen aus [10].

Auf den Abb. 4.4 wird die Abweichung der gefitteten Temperatur T_{app} und toroidalen Geschwindigkeit v_{app} für $\delta = 65^\circ$ (typischer Wert für die CX-Diagnostik an TEXTOR) von den echten Werten (T_{true} , v_{true}) bei verschiedenen Temperaturen und Strahlenergien dargestellt. Zum Vergleich sind die nach [26] berechneten Werte für die Komponente mit $E_{b_{max}}$ aufgetragen.

Die Abweichungen für die Temperatur sind generell im 10-20% Bereich und positiv, d.h. die gemessenen Werte müssen um diesen Wert nach oben korrigiert werden. Deutliche Unterschiede sind zwischen den analytisch für $E_{b_{max}}$ und den numerisch bestimmten Werten zu erkennen. Die Korrekturen liegen aber nicht wesentlich über den ohnehin erwarteten statistischen Fehlern ($\approx 10\%$).

Wesentlich wichtiger sind die Korrekturen für die toroidalen Geschwindigkeiten. Die Korrekturen bewegen sich um bis zu 100% der bei TEXTOR maximal zu erwartenden Geschwindigkeit und die Unterschiede zwischen analytisch für $E_{b_{max}}$ und numerisch bestimmten Werten sind beachtlich. Bei der maximalen Injektionsenergie von 55keV/amu (H-Strahl) liegt die Abweichung für den analytischen Wert bei -150km/s und wird fast zu Null

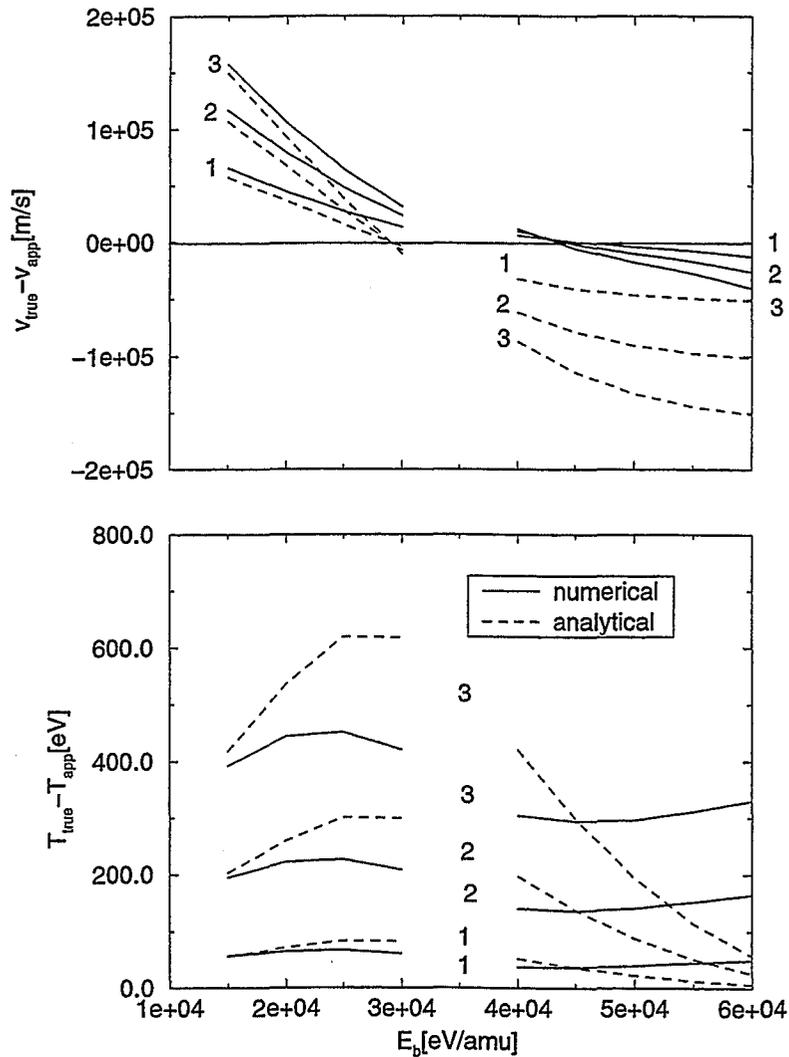


Abbildung 4.4: Abweichung von echter toroidaler Geschwindigkeit (oben) und Temperatur (unten) von den simulierten in Abhängigkeit von der Stoßenergie. Die Ziffern an den Graphen bezeichnen die jeweilige Ionentemperatur in keV. Zum Vergleich sind die Werte aus der analytischen Formel für die Komponente mit $E_{b_{max}}$ (gestrichelte Linie) angegeben.

kompensiert, wenn man bei der Simulation die weiteren Energien mitberücksichtigt. Einen Hinweis auf die Plausibilität dieser Ergebnisse zeigt Abb. 4.5: Die toroidale Rotation gemessen an C^{VI} und D_α stimmt ohne Korrektur (48keV/amu) relativ gut überein. Die Korrektur mit Faktoren nur für die volle Energie bewirkt eine starke Diskrepanz für die beiden Übergänge.

Um bei der praktischen Auswertung von Ionentemperatur und Geschwin-

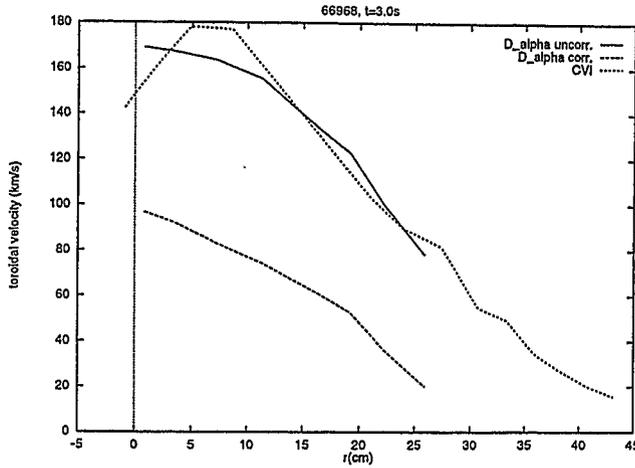


Abbildung 4.5:

Profile der toroidalen Geschwindigkeit gemessen an C^{VI} und D_α . Die (falsche) Korrektur der Werte für die D_α -Werte mit den analytischen Faktoren für die volle Energiekomponente hebt die gute Übereinstimmung auf. Die „richtige“ Korrektur aus der numerischen Simulation würde etwa -5km/s betragen.

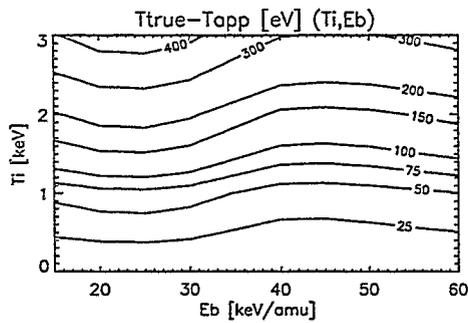
digkeit diese Ergebnisse zu nutzen, wurde folgender Weg beschritten. An die Werte der numerischen Rechnung wurde ein Polynom dritter Ordnung in den unabhängigen Variablen T_{true} und $E_{b_{max}}$ angefitet (Abb. 4.6):

$$T_{true} - T_{app} = \sum_{i,j=0}^3 A_{j,i} E_{b_{max}}^i T_{true}^j \quad (4.13)$$

$$v_{true} - v_{app} = \sum_{i,j=0}^3 B_{j,i} E_{b_{max}}^i T_{true}^j \quad (4.14)$$

$A_{j,i}$ und $B_{j,i}$ sind hierbei die Koeffizienten des Fit-Polynoms. Da die Korrektur für v_{tor} praktisch unabhängig von v_{true} ist, werden zuerst numerisch mit T_{app} die Lösungen von Gl.(4.13) gesucht, aus der die physikalisch sinnvolle Temperatur T_{true} ausgesucht wird. Hiermit kann aus Gl.(4.14) v_{true} berechnet werden.

numerische Simulation



Polynom-Fit

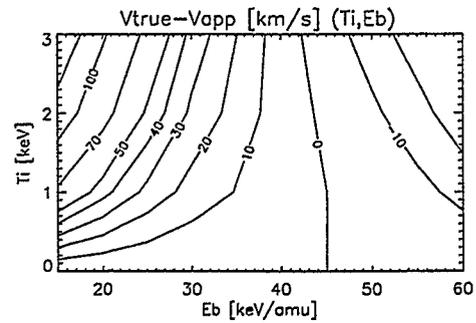
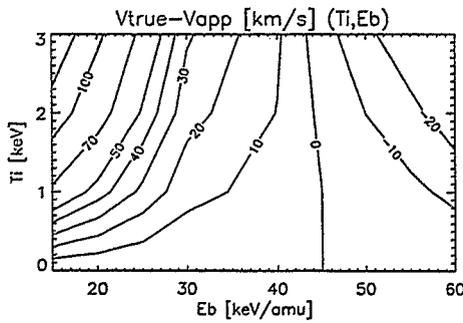
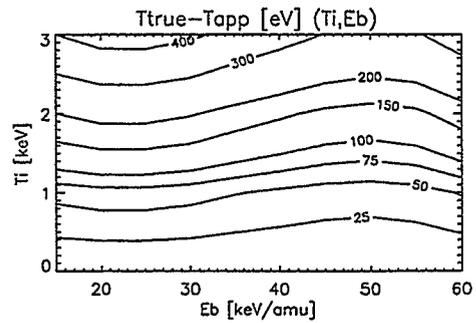


Abbildung 4.6: links: Contourplot der Abweichungen von echter Temperatur (oben) und toroidaler Geschwindigkeit (unten) von den simulierten in Abhängigkeit von der Stoßenergie und Ionentemperatur. rechts: entsprechende Fitpolynome zur Korrektur von experimentellen Ergebnissen (alle Werte für $\delta = 65^\circ$).

Kapitel 5

Halo-Effekt

5.1 Einleitung

Die Lokalität der CXRS-Messung hängt neben der räumlichen Ausdehnung des Neutralstrahls von der Lebensdauer der angeregten CX-Ionen und -Atomen ab. Wird das Ion (Atom), das durch den Ladungsaustauschprozeß ein Elektron eingefangen hat, durch Elektronenstoß angeregt bevor es wieder vollständig ionisiert wird, so empfängt der Detektor einen zusätzlichen Strahlungsanteil, wenn es sich noch im Sichtstrahl befindet. Falls es sich in der Zwischenzeit bewegt hat, so kann es sich in einer anderen Sichtlinie befinden und so die Lokalität der Messung stören. Es ist ein wichtiger Unterschied, ob das Ladungsaustauschteilchen als Ion (Verunreinigung) oder als Wasserstoffisotop vorliegt. Elektrisch geladene Ionen bewegen sich entlang der Magnetfeldlinien und kreuzen eine der Sichtlinien eventuell erst wieder nach einem oder mehreren Torusumläufen. Die neutralen Atome sind nicht an die Feldlinien gebunden und breiten sich isotrop aus. Im Falle der Ionen wird die hiermit verbundene Lichtemission *Plume* genannt, bei neutralen Atomen *Halo*, da der Neutralstrahl von einer Wolke aus neutralen H- oder D-Atomen umgeben ist. Dieser Halo ist für die CXRS-Übergänge von Verunreinigungen eine zusätzliche Quelle von Neutralteilchen. Bei hohen Iontemperaturen, die im Bereich des Maximums für den CX-Wirkungsquerschnitts liegen, kann der Halo einen nennenswerten Beitrag ($\approx 50\%$) zur Gesamtintensität beitragen [18]. Für den D_α -Übergang ist der Beitrag des Halos noch größer, da die Haloteilchen selbst zum gemessenen Photonenfluß beitragen. Die Stoßraten in Tabelle 5.1 sollen die Bedeutung des Effekts illustrieren. Die Ratenkoeffizienten gelten für $T_e=1.5\text{keV}$, $T_i=2\text{keV}$, $E_b=50\text{keV/amu}$ wobei der Index b für Strahl und p für Plasma steht. Die Werte wurden aus [27] entnommen, wobei teilweise die Näherung $\langle \sigma v \rangle \approx \sigma v_{th}$ gemacht wurde. An den

Zahlenwerten ist zu erkennen, daß die verschiedenen Prozesse, die zur Ionisation führen, von vergleichbarer Größe sind, wie auch die beiden angegebenen Ladungsaustauschprozesse.

Prozeß		$\langle\sigma v\rangle\left[\frac{\text{cm}^3}{\text{s}}\right]$
$e^- + D_p$	$\rightarrow 2e^- + D^+$	$1.7 \cdot 10^{-8}$
$e^- + D_b$	$\rightarrow 2e^- + D^+$	$1.7 \cdot 10^{-8}$
$D_p^+ + D_p$	$\rightarrow e^- + 2D^+$	$1.2 \cdot 10^{-9}$
$D_p^+ + D_b$	$\rightarrow e^- + 2D^+$	$4.3 \cdot 10^{-9}$
$D_p^+ + D_p$	$\rightarrow D^* + D^+$	$8.4 \cdot 10^{-8}$
$D_p^+ + D_b$	$\rightarrow D^* + D^+$	$1.1 \cdot 10^{-7}$

Tabelle 5.1: verschiedene Ratenkoeffizienten bei $T_e=1.5\text{keV}$, $T_i=2\text{keV}$, $E_b=50\text{keV}/\text{amu}$ (Index b für Strahl und p für Plasma)

Für den Teilchentransport können die CX-Prozesse $D^+ + D \rightarrow D(n \neq 1) + D^+$ vernachlässigt werden, da CX im wesentlichen nach $n=1$ stattfindet:

$$n_m = \text{integer} \left[\frac{n_0 z}{\sqrt{1 + \frac{z-1}{\sqrt{2z-1}}}} \right] = 1 \quad (5.1)$$

n_m ist die Hauptquantenzahl, für die der CX-Prozeß $X^{+z} + H(n_0 l_0) \rightarrow X^{+(z-1)}(nl) + p$ ein Maximum hat [28]. Wenn das „Donor“-Atom kein H-Isotop ist, ist die Hauptquantenzahl n_0 durch die entsprechende effektive Hauptquantenzahl $(E_H/(E_\infty - E(n_0 l)))^{1/2}$ zu ersetzen. E_H ist hierbei die Rydberg-Energie und E_∞ die Ionisationsenergie.

Mit den Werten aus Tabelle 5.1 erhält man für eine Elektronendichte von $3 \cdot 10^{13} \text{cm}^{-3}$ und reines Deuteriumplasma eine Stoßzeit von $\tau_{\text{ionisation}} = (k_i^e n_e + k_i^i n_i)^{-1} = 1.8 \cdot 10^{-6} \text{s}$. k_x^y sind hierbei die jeweiligen Anregungsraten $k_x^y = \langle \sigma v \rangle$. Das bedeutet bei $T_i = 2\text{keV}$ eine freie Weglänge

$$\lambda_{\text{free}} = \tau_{\text{ionisation}} v_{\text{therm}} = 0.8 \text{m}$$

und damit ca. der doppelte kleine Radius von TEXTOR. Allerdings ist der Wirkungsquerschnitt für CX zwischen Plasmaatomen und -ionen groß genug, so daß das Elektron nach kurzer Zeit an ein Ion abgegeben wird und so von Ion zu Ion weitergereicht wird ($\tau_{\text{CX}} = (k_{\text{CX}} n_i)^{-1} = 3 \cdot 10^{-7} \text{s}$). Als Resultat bildet sich um den Neutralteilchenstrahl ein Halo, der deutlich breiter ist, als der Strahl selbst. Inwiefern sich diese Breite auf ein sichtlinien-integriertes Spektrum auswirkt, bedarf einer genaueren Analyse, da sich die Temperatur der Halo-Teilchen von der Iontemperatur unterscheiden kann und es sehr

stark auf die Beobachtungsgeometrie ankommt. Um dennoch eine Aussage über die Abweichung der gemessenen Temperatur von der Iontemperatur zu erhalten, wurde ein im folgenden beschriebenes numerisches Modell entwickelt.

5.2 Modell für den Halo-Effekt

Die Grundlage für unser Modell ist eine Diffusionsnäherung, die aus der kinetischen Plasmabeschreibung gewonnen werden kann [19]. Die berücksichtigten atomaren Prozesse sind Erzeugung der Neutralen durch CX mit dem Strahl(k_{cx}^b), CX der Plasma-Neutralen mit Plasmaionen(k_{cx}) und Stoßionisation der Neutralen durch Ionen (k_i^i) und Elektronen(k_i^e). Das dreidimensionale Problem wird auf ein eindimensionales Modell zurückgeführt, für das eine Differentialgleichung gelöst werden kann.

Für den diffusiven Teilchentransport der Neutralen wird folgende Kontinuitätsgleichung angenommen: Divergenz des Flusses ist gleich der Summe aus Quellen und Senken:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = 0 :$$

$$\nabla(\vec{\Gamma}_a) = S_a - \nu_i n_a \quad (5.2)$$

$$= k_{cx}^b n_i n_b - (k_i^e n_e + k_i^i n_i) n_a \quad (5.3)$$

mit

$$\vec{\Gamma}_a = -\frac{D_a}{T_a} \nabla(n_a T_a) \quad (5.4)$$

$$D_a = v_a^2 \tau_a = f(T_a) \quad (5.5)$$

$$\tau_a = (k_i^e n_e + (k_i^i + k_{cx}) n_i)^{-1} \quad (5.6)$$

Für die tiefgestellten Indizes der Dichten n und Temperaturen T gelten folgende Zugehörigkeiten: e : Elektronen, i : Ionen, a : (Halo-)Neutrale, b : Strahlatome. Desweiteren wird der Druck P_a eingeführt:

$$P_a = n_a T_a \quad (5.7)$$

Im folgenden wird nur ein poloidaler Schnitt betrachtet (Abb. 5.1). Diese Näherung beinhaltet die Annahme, daß die Variation der (Neutral-)Dichten in x/y -Richtung stärker ist, als in z -Richtung. Da die Abfalllänge des Neutralstrahls sich so verhält, erscheint die Reduktion auf ein 2-d-Problem sinnvoll. Auf diese Weise erhält man

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(-\frac{1}{W_a} \frac{\partial P_a}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(-\frac{1}{W_a} \frac{\partial P_a}{\partial y} \right) = -(k_i^e n_e + k_i^i n_i) n_a + k_{cx}^b n_i n_b \quad (5.8)$$

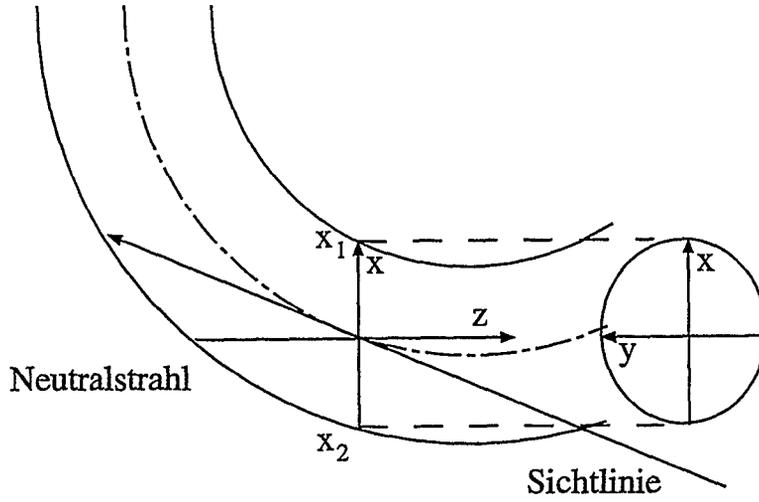


Abbildung 5.1: Geometrie

$$W_a = m_a [k_i^e n_e + (k_i^i + k_{cx}) n_i] \quad (5.9)$$

Unter der Annahme, daß der Druck wie

$$P_a = n_a T_a = \exp\left(-\frac{y^2}{\lambda^2(x)}\right) P_a(x) \quad (5.10)$$

zum Rand abfällt, wobei die Länge λ später angegeben wird, läßt sich Gl. 5.8 in y-Richtung integrieren und somit vereinfachen. Die Intensität des Strahls wird senkrecht zu seiner Achse als gaussförmig angenommen:

$$n_b = n_b^0 \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{r_b^2}\right) \quad (5.11)$$

Die resultierende, nun nur noch 1-dimensionale Gleichung für die Neutralteilchen lautet dann

$$\frac{d^2 P_a}{dx^2} - \frac{dP_a}{dx} \frac{\log \nu_a}{dx} = \frac{P_a}{\lambda^2} - \frac{k_{cx}^b n_i n_b^0 T_a r_b}{\nu_i \lambda^3} \exp\left(-\frac{x^2}{r_b^2}\right) \quad (5.12)$$

$$\nu_i = k_i^e n_e + k_i^i n_i \quad (5.13)$$

$$\nu_a = \nu_i + k_{cx} n_i \quad (5.14)$$

$$\beta = \frac{k_{cx}^b n_i}{\nu_i} \quad (5.15)$$

$$\lambda = \frac{\nu_a}{\sqrt{\nu_a \nu_i}} \quad (5.16)$$

$$v_a = 10^6 \sqrt{\frac{T_a}{A_a}} \quad (5.17)$$

A_a ist hierbei die Masse der Neutralteilchen in amu. Als Randbedingung an der Gefäßwand (x_1 und x_2) wurde angenommen, daß es hier keine Quellen oder Senken für die hochenergetischen Neutrals gibt, so daß für den Fluß gilt:

$$\Gamma_a = -\frac{1}{W_a} \frac{dP_a}{dx} = n_a v_a \quad (5.18)$$

Das führt zu

$$x = x_1 \quad : \quad P_a - \frac{v_a}{\nu_a} \frac{dP_a}{dx} = 0 \quad (5.19)$$

$$x = x_2 \quad : \quad P_a + \frac{v_a}{\nu_a} \frac{dP_a}{dx} = 0 \quad (5.20)$$

Da Gleichung (5.12) sowohl n_a als auch T_a beschreibt, ist eine weitere Gleichung zum Berechnen beider Größen nötig. Ebenfalls aus der kinetischen Theorie folgt eine Wärmekontinuitätsgleichung:

$$\nabla \left(\frac{3}{2} \vec{\Gamma}_a T_a \right) = S_a \frac{3}{2} T_i - \nu_i n_a \frac{3}{2} T_a \quad (5.21)$$

Zusammen mit Gl. (5.2) und analogen Bedingungen kann hieraus die eindimensionale Gleichung

$$\frac{dT_a}{dx} = \frac{f}{\frac{dP_a}{dx}} (T_a - T_i) \quad (5.22)$$

$$f = \frac{k_i^b n_i r_b n_b T_a^0}{\nu_i \lambda^3} \quad (5.23)$$

entwickelt werden. Man erhält (mit entsprechenden Randbedingungen) damit die Gleichungen

$$T_a(i-1) = T_i(i) + [T_a(i) - T_i(i)] \exp \left(-\frac{f(i) h^2 (i-1)}{|P_a(i) - P_a(i-1)|} \right) \quad (5.24)$$

$$T_a(i+1) = T_i(i) + [T_a(i) - T_i(i)] \exp \left(-\frac{f(i) h^2 (i)}{|P_a(i) - P_a(i+1)|} \right) \quad (5.25)$$

für eine numerische Lösung der Temperaturverteilung in x-Richtung mit der Schrittweite $h(i)$. Da die Berechnung der Dichte die Temperatur voraussetzt, wird mit einer Temperaturverteilung $T_a = T_i$ begonnen und die Berechnung

von n_a und T_a mehrfach iteriert bis sich stabile Verteilungen einstellen, was nach einigen Iterationen der Fall ist. Auf den Abb. 5.2 und 5.3 ist deutlich zu erkennen, daß die Neutralteilchen-Verteilung wesentlich breiter ist als der Strahl, und daß die Haloteilchen die Temperatur aus dem Zentrum zum Plasmarand transportieren. Insbesondere ist zu sehen, daß die Teilchendichte des Halos von der gleichen Größenordnung wie die Dichte der Strahlteilchen ist. Abb. 5.4 zeigt die Neutralteilchendichte in der realistischen Geometrie in Äquatorebene des Tokamaks.

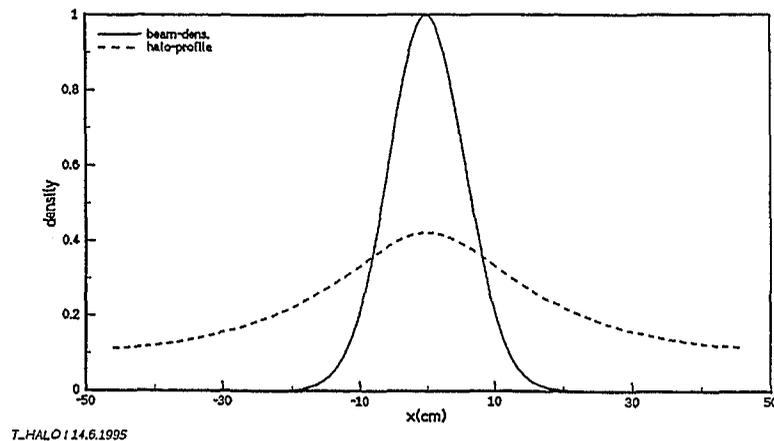


Abbildung 5.2: Vergleich Dichteverteilung Neutralstrahl und Halo in gleichen relativen Einheiten. $n_e = 3 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$, $T_e^0 = 1.5 \text{ keV}$, $T_i^0 = 2 \text{ keV}$

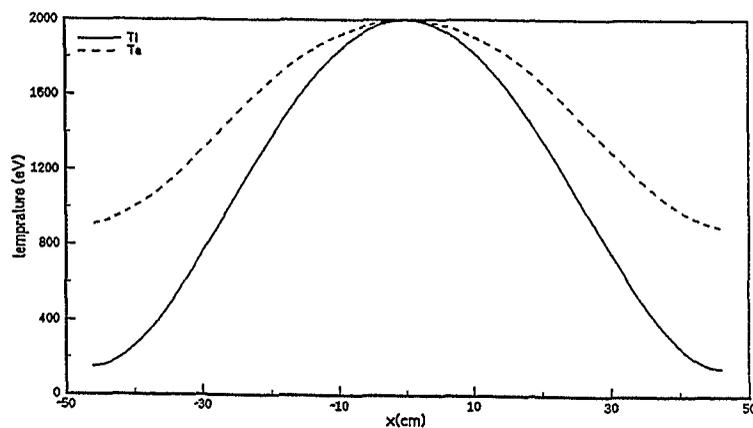


Abbildung 5.3: Vergleich T_i mit Halo-Temperatur. Parameter wie oben.

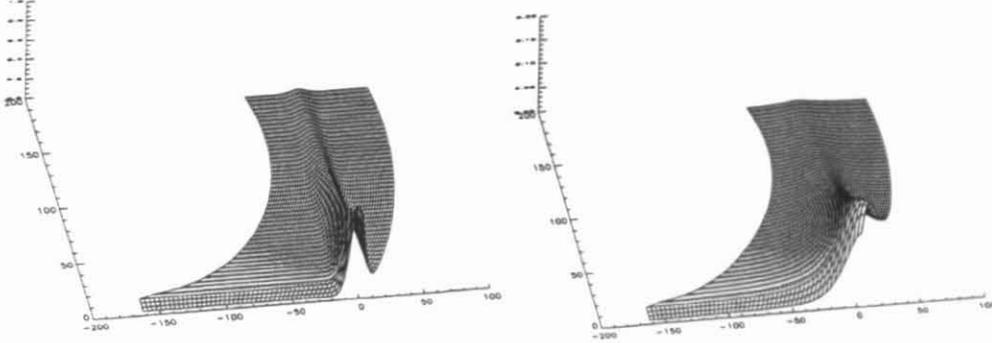


Abbildung 5.4: links: angenommene Neutralstrahldichte in TEXTOR-Äquatorebene. rechts: berechnete Halo-Neutralteilchendichte ($n_e(0) = 3 \cdot 10^{13} \text{cm}^{-3}$, $T_e(0) = 2 \text{keV}$, $T_i(0) = 3 \text{keV}$)

Für die Simulation der Spektren wurden Temperatur- und Dichteprofile für Ionen und Elektronen gemäß

$$t = t_r + (t_0 - t_r) \left(1 - \left(\frac{x}{a}\right)^2\right)^2 \quad (5.26)$$

$$n = n_r + (n_0 - n_r) \left(1 - \left(\frac{x}{a}\right)^2\right)^2 \quad (5.27)$$

angenommen, wobei t_r bzw. n_r für den Wert am Plasmarand und t_0 bzw. n_0 für den zentralen Wert der entsprechenden Größe steht.

Die Strecke, die der Neutralstrahl in TEXTOR zurücklegt (z-Richtung), wurde in n Teilstücke zerlegt und für jeden Schnitt ein Dichte- und Temperaturprofil senkrecht zum Strahl berechnet. Dann wurden die Spektren anhand tatsächlicher Geometrie der Sichtlinien berechnet, in dem die Werte an den Schnittpunkten Profil/Sichtlinien ermittelt wurden. Für die zentrale Neutralstrahldichte n_b^0 entlang der z-Achse wurde folgende einfache Abhängigkeit angenommen:

$$n_b^0(z) = n_b^{0*} \exp\left(-\frac{z}{\lambda_b}\right) \quad (5.28)$$

mit

$$\lambda_b = v_{beam} \left[(k_i^i + k_{cx}^b) n_i + k_i^e n_e \right]^{-1} \quad (5.29)$$

bei $x=0$, was insgesamt in etwa einen realistischen Strahlverlauf angibt.

Für die abgestrahlte H_α bzw. D_α -Intensität gilt bei Berücksichtigung von CX in $D^*(n=3)$ und Elektronenstoßanregung ($e^- + D \rightarrow e^- + D^*$)

$$S_{rad} = [k_{cx} n_a n_i + k_e n_a n_e] f(\lambda, T_a) \quad (5.30)$$

$$\approx [k_{cx} + k_e] n_a n_e f(\lambda, T_a) \quad (5.31)$$

wobei die Anregung durch direkten Ladungsaustausch aufgrund geringerer Wirkungsquerschnitte auch für diese Rechnung vernachlässigt werden kann: die effektive Anregungsrate für direkten CX in $n=3$ beträgt bei 20keV/amu und $T_i \approx 3\text{keV}$ etwa $1.3 \cdot 10^{-15}\text{m}^3\text{s}^{-1}$ [2] und für Elektronenstoßanregung etwa $4 \cdot 10^{-15}\text{m}^3\text{s}^{-1}$ [27].

$f(\lambda, T_a)$ ist die normierte spektrale Verteilung ($\int f d\lambda = 1$):

$$f(\lambda, T_a) = \frac{2}{w} \sqrt{\frac{\log 2}{\pi}} \exp\left(-4 \log 2 \left(\frac{\lambda - \lambda_0}{w}\right)^2\right) \quad (5.32)$$

$$w = \lambda_0 \sqrt{\frac{T_a}{1.68 \cdot 10^8 A_g}} \quad (5.33)$$

Die damit normierte Intensität integriert über die Sichtlinie S ist

$$I(\lambda) = \frac{\int S_{rad} ds}{\int \int S_{rad} ds d\lambda} \quad (5.34)$$

$$= \frac{\int k_{CX} n_a n_e f(\lambda, T) ds}{\int \int k_{CX} n_a n_e ds} \quad (5.35)$$

und mit $k_{CX}(s) \approx \text{const.}$

$$I(\lambda) = \frac{\int n_a n_e f(\lambda, T) ds}{\int \int n_a n_e ds} \quad (5.36)$$

Das hieraus resultierende Spektrum wurde für verschiedene Dichte- und Temperaturprofile berechnet, wobei eine Shafranov-Verschiebung ebenfalls berücksichtigt werden konnte. Die Spektren ließen sich gut mit einer Gauß-Funktion annähern und die hieraus ermittelte Breite wurde gemäß (5.33) als effektive Temperatur interpretiert um einen Vergleich zum Experiment herzustellen. Im Ergebnis sind die so ermittelten Temperaturprofile innerhalb der Grenzen der typischen Werte von TEXTOR ($T_i = 1 - 5\text{keV}$, $n_e = 1 - 5 \cdot 10^{13}\text{cm}^{-3}$, $E_b = 10 - 15\text{keV}$) erstaunlich nahe bei den vorgegebenen Ionentemperaturprofilen. Lediglich an dem Übergang von Beobachtungsposition 1 zu 2 ($r \approx 25\text{cm}$) und zum Gefäßrand ($r > 35\text{cm}$) sind die Abweichungen stark, am Rand sogar mehr als 100%. Hier zeigt sich auch die Bedeutung der Beobachtung in möglichst zur Flußfläche tangentialer Richtung. Abb. 5.5 zeigt den Vergleich von vorgegebener Ionentemperatur und resultierenden Werten aus der Simulation. Qualitativ bestätigt das Ergebnis die Erwartungen an die Auswirkungen des Halos. Die Temperaturen, die aus den zentralen Kanälen abgeleitet sind, sind erniedrigt, da hiermit auch Bereiche des Halos vom Plasmarand gemessen werden, die eine niedrigere

Temperatur besitzen. Das Umgekehrte gilt für die Randkanäle: da die Temperatur des Halos gegenüber der Hintergrundtemperatur erhöht ist, wird bei einer Sehstrahlintegration über einen Halo-Bereich und den CX-Bereich mit niedrigerer Temperatur insgesamt eine erhöhte Temperatur gemessen.

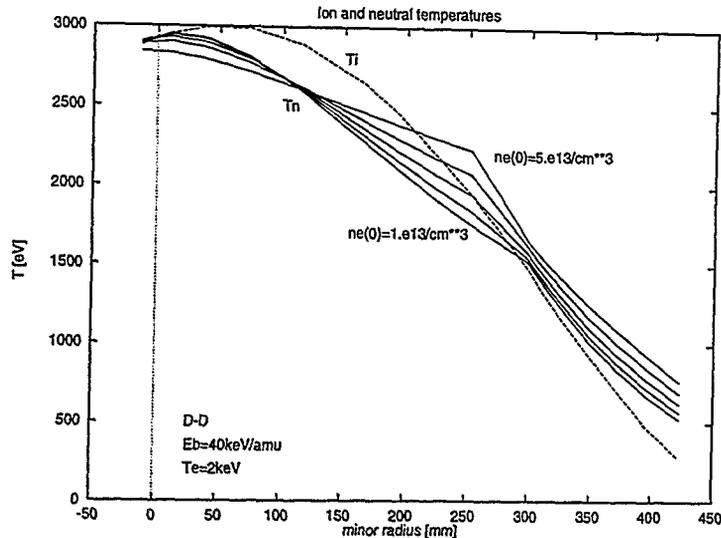


Abbildung 5.5: Vergleich des vorgegebenen Ionentemperaturprofils (T_i) mit dem Ergebnis der numerischen Rechnung für die Haloteilchentemperatur (T_n) bei verschiedenen Elektronendichten (n_e)

Eine zusätzliche Berücksichtigung einer toroidalen Rotation des Plasmas in der Größenordnung von 100-300 km/s hatte keinen nennenswerten Einfluß auf die berechneten Spektren bis auf die Verschiebung der Spektren entsprechend der Relativgeschwindigkeit auf der Wellenlängenskala.

Das Verhältnis der erwarteten Photonenströme durch den Haloeffekt im Vergleich zum direkten Ladungsaustausch mit Strahl-Neutralen ist gegeben durch

$$\frac{\Phi_{Halo}(\lambda)}{\Phi_{CX}(\lambda)} = \frac{\int_{x1}^{x2} k_{ex}(T_e(R), n_e(R)) n_e(R) n_a(x, z) f(\lambda, T_a(x, l)) dx}{\int_{x1}^{x2} k_{cx} n_i(R) n_b(x, z) f(\lambda, T_i(R)) dx} \quad (5.37)$$

Für die Halo-Emission wurde wiederum nur Elektronenstoßanregung berücksichtigt, da die Anregungskoeffizienten für CX-Anregung um ca. einen Faktor 3 unter denen für Elektronenstöße liegt. In Abb. 5.6 ist zu sehen, daß für typische TEXTOR-Parameter ca. die Hälfte der beobachteten Photonenströme dem Halo zuzuschreiben sind.

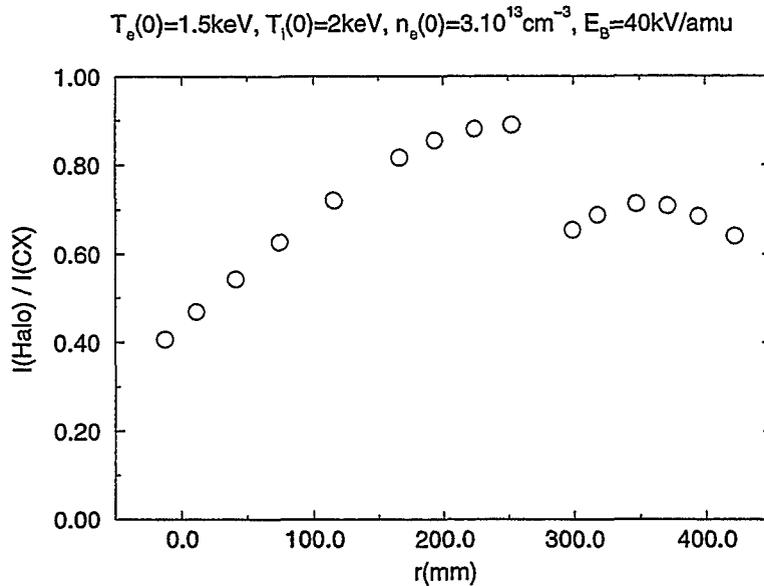


Abbildung 5.6: Vergleich der Intensitäten aus Halo und direktem CX mit Strahl gerechnet für die tatsächliche experimentelle Anordnung. Parameter sind: $T_e(0)=1.5\text{keV}$, $T_i(0)=2.0\text{keV}$, $n_e(0) = 3.10^{13}\text{cm}^{-3}$

Insgesamt ist als Ergebnis der Betrachtungen des Halo-Effektes festzustellen, daß dieser einen nennenswerten Beitrag zum Balmer- α -Spektrum liefert. Die Messung des Ladungsaustauschspektrums wird dadurch wesentlich weniger lokal und insbesondere eine Dichtebestimmung der Deuteronen wird erheblich beeinträchtigt. Da das Modell keine sehr genauen quantitativen Werte über den Intensitätsbeitrag liefert, ist eine Korrektur der Intensitäten zur absoluten Dichtebestimmung fraglich.

Der Einfluß auf die gemessenen Temperaturprofile hält sich nach der Modellrechnung innerhalb der Grenzen der Meßgenauigkeit. Im Zentrum unterschätzt die direkt gemessene Temperatur die wahre um 10%, am Plasmarand steigt der relative Fehler stark an wobei hier zu hohe Werte zu erwarten sind. In diesem Bereich ist aber ohnehin durch niedrige CX-Intensitäten ein größerer Meßfehler zu erwarten. Ein Vergleich der an Deuterium gemessenen Temperaturen am Plasmarand mit denen aus z.B. dem C^{VI} -Spektrum ist ebenfalls problematisch, da speziell bei Verunreinigungen in diesem Bereich die passive Komponente nur schwer von der aktiven zu trennen ist.

Kapitel 6

Experimentelle Ergebnisse

Im Rahmen dieser Arbeit wurden unter verschiedenen Entladungsbedingungen CX-Spektren gemessen und ausgewertet. Bevor im folgenden speziellere Fragen diskutiert werden, wird zuerst die Auswertung einer Entladung unter typischen Bedingungen gezeigt, auch um die Anwendbarkeit der Methode zu demonstrieren.

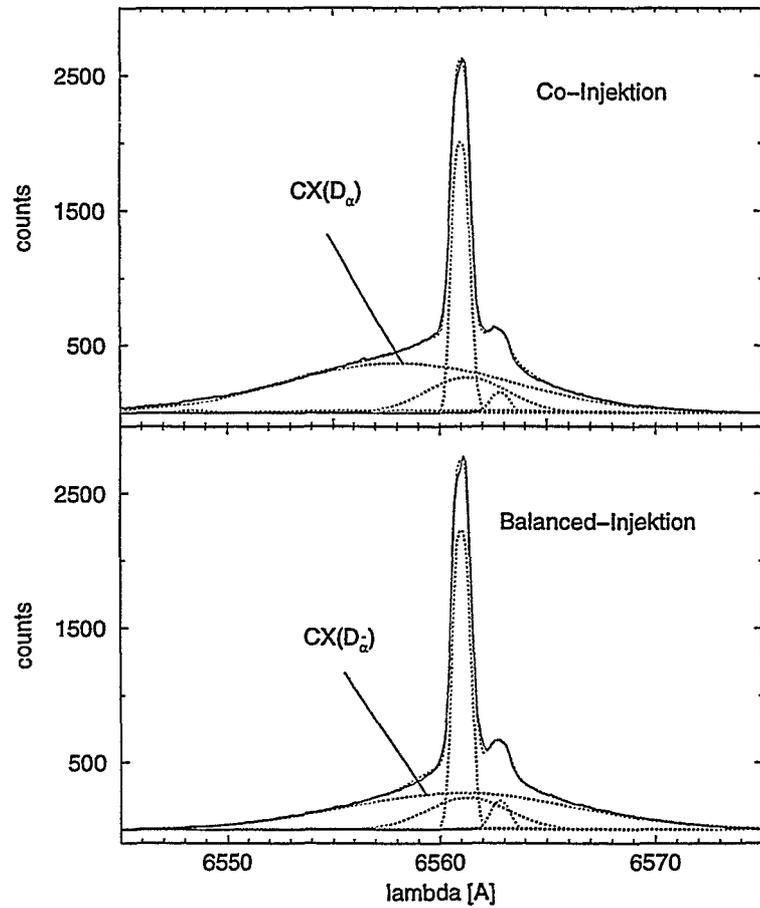
6.1 Typisches Beispiel

Bei der TEXTOR-Entladung 60326 wurde während der Injektion in Stromrichtung von NI1 zusätzlich mit NI2 in entgegengesetzter Richtung injiziert. Da die Leistung der beiden Injektoren gleich war, sollte die zu erwartende Plasmarotation in Co-Richtung während der NI2-Phase aufgehoben werden. Die Parameter der Entladung sind

allgemeine Plasmaparameter 60326		
zentrale Elektronendichte (linienintegriert):	$n_e(0) = 2.5 \cdot 10^{19}$	cm^{-3}
Plasmastrom:	$I_P = 350$	kA
zentrales Magnetfeld:	$B_t = 1.67$	T
NI1-Leistung:	$P_{NI1} = 0.8$	MW
NI2-Leistung:	$P_{NI1} = 0.8$	MW
NI-Gas:		D

Aus dem Wert für das zentrale ($R=1.75\text{m}$) Magnetfeld erhält man ein Magnetfeld am Plasmarand ($R=2.20\text{m}$) von 1.33T . Dieser Wert ist konsistent mit dem Wert der Zeemanaufspaltung, die man aus einem Fit des kalten Anteils am Plasmarand erhält ($\Delta\lambda=0.53\text{\AA} \rightarrow B=1.32\text{T}$). Die Spektren (Abb. 6.1) wurden hinsichtlich Iontemperatur und toroidaler Rotation ausgewertet.

Abbildung 6.1:
 Gemessene Spektren während Co- und Balanced-Injektion bei $r=12\text{cm}$. Die zugehörigen Ionentemperaturen betragen 1.35 bzw. 1.38 keV. Die toroidale Rotation beträgt 134 bzw. 3.6 km/s.



Die Temperatur ist über die Zeitdauer des Betriebs von NI1 praktisch konstant (Abb. 6.2). Die Tatsache, daß die Temperatur während der NI2-Phase nicht ansteigt, ist mit einer Dichtehöpfung zu erklären, die mit dem Einschalten von NI2 verbunden ist. Die Rotationsgeschwindigkeit im Plasmazentrum sinkt von etwa 140 km/s während Co-Injektion praktisch auf 0 während balancierter Injektion ab. Abb. 6.3 stellt radiale Temperatur- und Rotationsprofile dar.

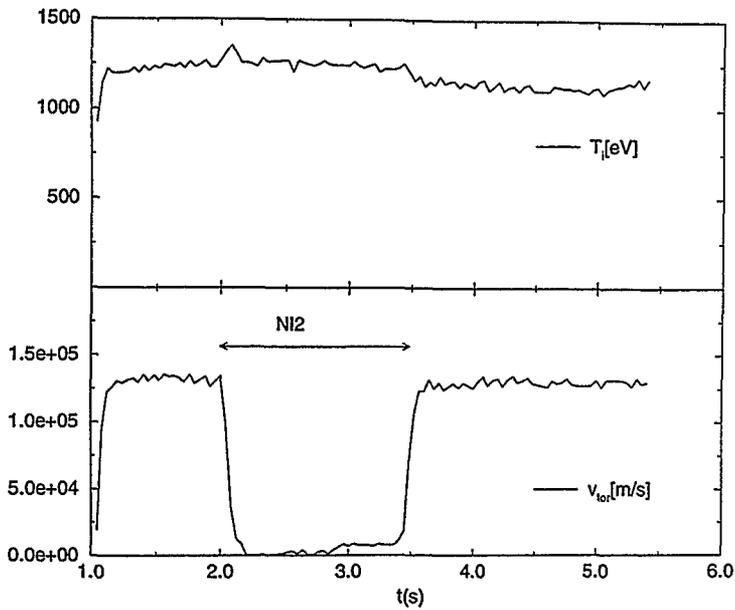


Abbildung 6.2:
Zeitverläufe der Ionentemperatur und toroidalen Rotation für die Entladung 60326 bei $r=12\text{cm}$.

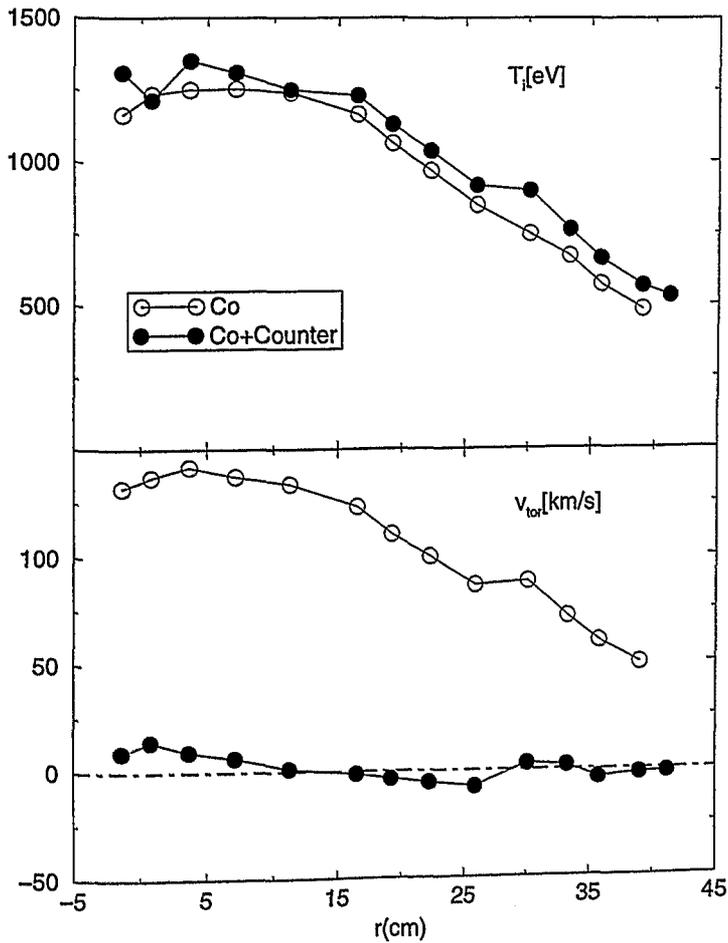


Abbildung 6.3:
radiale Profile der Ionentemperatur und toroidalen Rotation während Co- und Co+Counter Injektion.

6.2 Strahl-Modulation

In Ladungsaustauschspektren sind praktisch immer elektronenstoßangeregte Komponenten aus der Plasmarandzone („passiver“ Anteil) mit dem durch Ladungstausch angeregtem („aktiven“) Anteil überlagert. Um größere Sicherheit für die Interpretation der CX-Spektren zu gewinnen, ist eine gleichzeitige Messung des Spektrums ohne CX-Anteil von Nutzen. Für eine saubere experimentelle Trennung des aktiven Teiles vom passivem Teil gibt es zwei Möglichkeiten:

- Die erste Möglichkeit ist eine Referenzsichtlinie, die physikalisch exakt der CXRS-Sichtlinie entspricht, bis auf den Schnittpunkt mit dem Strahl. Dieses kann z.B. eine Sichtlinie sein, die an einer anderen toroidalen Position ohne Neutralstrahl eine äquivalente Geometrie besitzt. Entlang dieser Linie würde im Idealfall die gleiche Emission gemessen werden wie entlang der CXRS-Sichtlinie bis auf den CX-Anteil und so eine Subtraktion der „passiven“ von den „aktiven“ Signalen gestatten. Dieses ist nur begrenzt möglich, da sich speziell die Emissionseigenschaften im Plasma/Wand-Bereich lokal stark unterscheiden können. Trotzdem kann hieraus auf den zeitlichen Verlauf der passiven Komponenten zumindest relativ geschlossen werden und aus diesen Werten Startwerte für die Fitroutinen entnommen werden. Wenn die Situation zu ungünstig ist und ein stabiler Fit ohne Reduzierung der Anzahl der freien Parameter unmöglich ist, bleibt vielleicht sogar nichts anderes übrig, als aus solchen relativen Verläufen Festwerte für Parameter des CX-Spektrums zu ermitteln.
- Die zweite Möglichkeit besteht in der Modulation der Intensität des Neutralstrahls. Ist der Einfluß des Strahls auf die Plasmaeigenschaften insgesamt zu vernachlässigen, so ist es unter bestimmten Bedingungen möglich, gemessene Spektren in An- und Aus-Phasen des Injektors zu subtrahieren und die Differenz stellt den rein aktiven Anteil des Spektrums dar. Im Falle des Balmer- α -Spektrums wird so insbesondere auch die *Lukewarm*-Komponente unterdrückt, die in einer Beschreibung des Spektrums mit einer endlichen Anzahl von Gaußkurven ein Problem darstellt. Der Einfluß des Halo wird dabei nicht unterdrückt, da dieser an die Präsenz des Strahls gekoppelt ist. In normalen Entladungen ist diese Modulation zwar nicht möglich, da eine möglichst große Heizleistung gewünscht ist. Die in entsprechenden speziellen Experimenten gewonnenen Erkenntnisse sollten jedoch im wesentlichen auch auf den Fall mit konstanter Heizung übertragbar sein.

Die erste Möglichkeit wird bei der CXRS-Diagnostik an TEXTOR regelmäßig genutzt, in dem auf die gleichzeitig gemessene Sichtlinie zurückgegriffen wird, die den Neutralstrahl nicht kreuzt. Da dieses nur begrenzte Rückschlüsse auf die passiven Komponenten aus anderen Sichtlinien zuläßt, wurden Entladungen mit moduliertem Neutralstrahl durchgeführt.

Um die Plasmaeigenschaften durch die Modulation nicht zu stark zu beeinträchtigen, sollte die Leistung des Injektors hierbei möglichst gering sein, andererseits aber auch groß genug, um eine genügende Intensität des CX-Anteils zu erhalten.

Hierzu wurden Experimente durchgeführt, bei denen die Leistung des Injektors durch das *V-Target* reduziert wurde. Hierbei handelt es sich um eine Blende, die vor der Austrittsöffnung des Injektors stufenweise geschlossen werden kann und dabei symmetrisch den oberen und unteren Teil des Strahls ausblendet. So kann die Leistung des Injektors von 0 auf den maximalen Wert verändert werden (Bild 2.2 : Calorimeter, im geschlossenen Zustand kann mit im V-Target eingebauten Thermoelementen die Leistung des Injektors gemessen werden).

Die Vorteile dieser gegenüber anderer Methoden der Leistungsvariation von Neutralteilcheninjektoren liegt für die CX-Spektroskopie darin, daß durch das horizontale Abschneiden hauptsächlich derjenige Teil des Strahls ausgeblendet wird, der nicht in die horizontale Ebene injiziert wird und nicht in den Sehstrahl der CXRS-Diagnostik fällt. Deshalb kann die Leistung des Injektors stark herabgesetzt werden ohne einen zu starken Verlust an Meßsignalen zu erleiden.

Bei den Strahl-Modulationsexperimenten wurde das V-Target auf eine Gesamtbreite von 5cm (maximale Öffnung: 50cm) geschlossen und Deuterium in ein Deuteriumplasma injiziert, um den H-Anteil möglichst klein zu halten. Bei einer Beschleunigungsspannung von 40kV entspricht das einer Leistung von 190kW. Der Injektor wurde vom Triggersystem der Spektrometerkameras angesteuert und so eingestellt, daß im Taktverhältnis 9/1 bei jeder 10. Belichtung von 40ms der Injektor ausgeschaltet war.

Um den Einfluß des Diagnostikinjektors noch weiter zu verringern, wurde nach einer Phase gepulsten NI1-Betriebs NI2 mit voller Leistung hinzugeschaltet. Damit die Leistung von NI2 gut ins Plasma einkoppelt, wurde der Plasmastrom umgedreht. So konnte erreicht werden, daß der Hauptanteil der Injektorleistung (NI2) in Stromrichtung injiziert wird. Damit die Blätter des toroidalen Pumplimiters ALT-II für optimale Pumpleistung ausgerichtet waren, wurde außerdem die Polarität des Poloidalfeldes geändert.

Wie eine Betrachtung der wesentlichen Plasmaparameter (Abb. 6.4) zeigt, wurden durch die Modulation von NI1 die allgemeinen Plasmaeigenschaften nicht gestört. Eine Subtraktion von Spektren mit und ohne NI ergab ein

61947

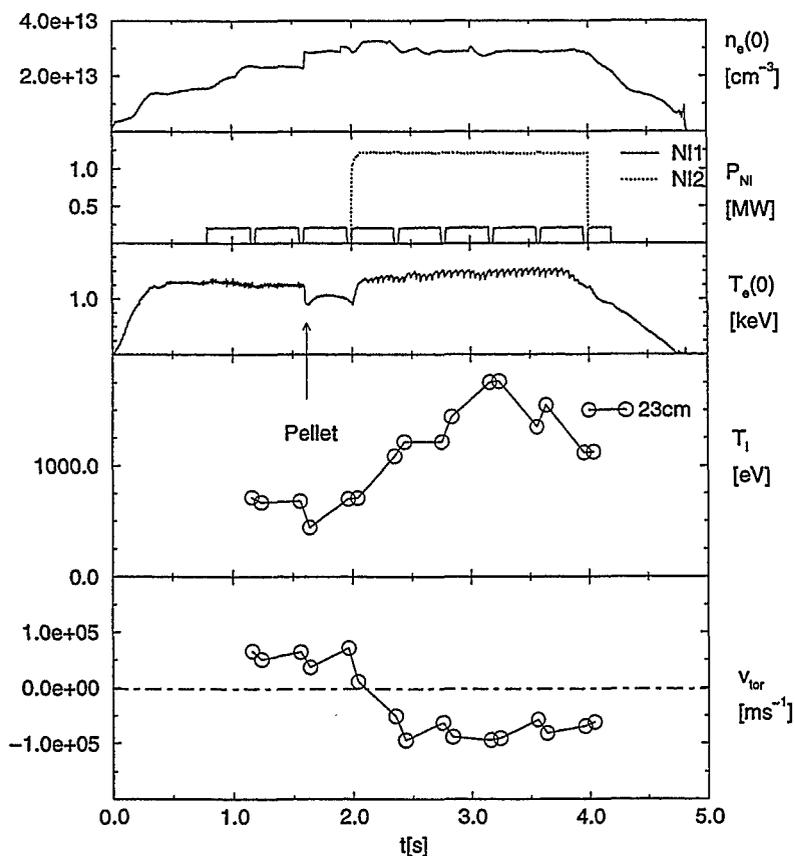


Abbildung 6.4: Allgemeine Plasmaparameter während NI-Modulation. von oben: zentrale Elektronendichte (cm^{-3}), Leistung NI1 und NI2 (MW), zentrale Elektronentemperatur (keV), Ionentemperatur (eV), toroidale Rotation (m/s). (T_i und v_{tor} bei $r=23\text{cm}$)

Signal, daß sich mit einem vernünftig festgelegtem Intensitätsverhältnis für die H- und D-Komponenten gut mit 2 Gaußkurven annähern ließ. Die starken Schwankungen der Ionentemperatur im Plasmazentrum auf Abb. 6.4 sind bedingt durch die niedrige Signalstärke des CX-Spektrums speziell bei zusätzlicher Heizung mit NI2. Insgesamt konnten plausible Werte sowohl für die Ionentemperatur als auch für die toroidale Rotation aus den Modulationsexperimenten ermittelt werden. Die zentrale Elektronendichte steigt bei $t=1.6\text{s}$ schnell an, da zu diesem Zeitpunkt ein Pellet injiziert wurde. Hierdurch sinkt die Elektronentemperatur und ebenfalls die Ionentemperatur. Nach Einschalten des Co-Injektors bei $t=2\text{s}$ steigt sowohl T_i als auch T_e , v_{tor}

wird negativ.

Zum Vergleich wurde das CX-Spektrum der C^{VI} -Linie bei 529nm mitgemessen, um aus diesem ebenfalls die Ionentemperatur zu bestimmen. Wie auch in den meisten sonstigen Messungen lagen die (nicht bezüglich des Halo-Effektes korrigierten) Temperaturen aus dem D_α -Profil immer unter denen aus der C^{VI} -Linie. Die Korrektur, die aufgrund des Halo-Effektes zu erwarten ist ($\approx 10\%$), ist kleiner als die gemessenen Differenzen ($\approx 30\%$). Ein Vergleich von einem freiem Fit mit einem, bei dem die C^{VI} -Temperatur vorgegeben wird, zeigt deutlich, daß diese Abweichungen nicht von Willkürlichkeiten der Fit-Routine herrühren (Abb. 6.5).

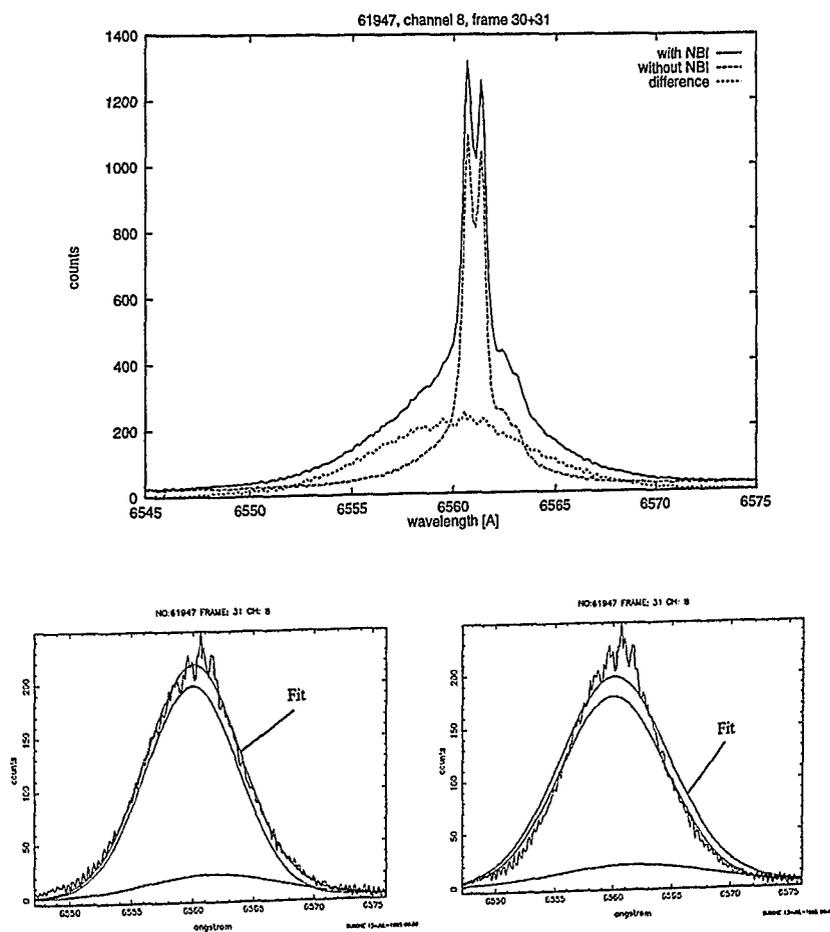
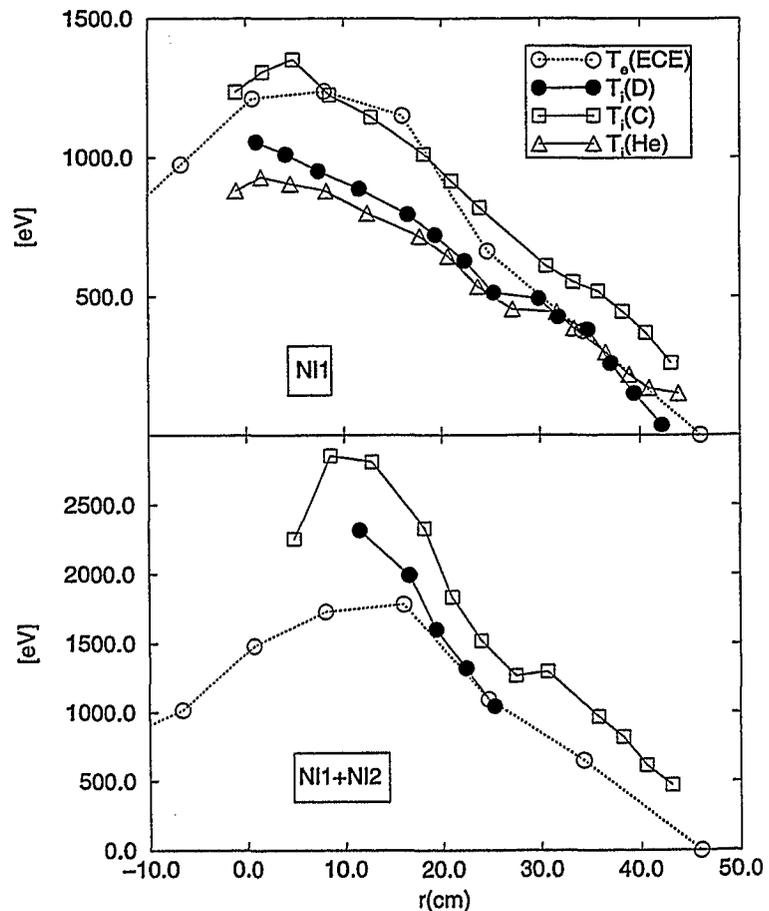


Abbildung 6.5: oben: Balmer- α -Spektrum während Strahl-Modulation. unten: links freier Fit ($T_i=630$ eV) und rechts Fit mit vorgegebener Temperatur aus C^{VI} -Fit ($T_i=900$ eV)

Auf Abb. 6.6 sind Temperaturprofile in der quasi-ohmschen Phase und während NI2-Injektion dargestellt. Bei Injektion nur mit NI1 wurde neben der Elektronentemperatur (ECE) und den Iontentemperaturen (D_α und C^{VI}) auch das CX-Spektrum der He^{II} -Linie bei 4685.2 \AA , das ebenfalls gemessen wurde, ausgewertet. Die Iontentemperaturen aus den verschiedenen Spektren wurden alle durch einfache Differenzbildung der Spektren und fitten mit einer einfachen Gaußfunktion ermittelt (D_α : 2 Gaußfunktionen). Im Vergleich liegen in der quasi-ohmschen Phase die D- und He-Temperaturen im Plasmazentrum unter T_e und die C-Temperatur ist vergleichbar mit T_e . Am Plasmarand sind T_e und die He- und D-Temperaturen gleich und die C-Temperatur ist deutlich höher. In der darauf folgenden Phase mit NI2 war das He-Spektrum nicht mehr sinnvoll mit einer einfachen Differenzbildung auszuwerten, da das Differenzspektrum deutlich von einer Gaußform abwich. Eine mögliche Ursache hierfür ist der Plume-Effekt von NI2, der speziell bei den niedrigen Intensitäten durch NI1 einen signifikanten Einfluß haben kann.

Abbildung 6.6:
Temperaturprofile während quasi-ohmscher Phase (nur NI1, oben) und zusätzlicher Heizung mit NI2 (unten).



6.3 Vergleich mit anderen Diagnostiken

An TEXTOR existieren einige Diagnostiken, die sich zum Vergleich der aus den D_α -Spektren berechneten Iontemperaturen und Rotationsgeschwindigkeiten eignen. Neben der Möglichkeit, aus CX-Spektren leichter Verunreinigungen (C^{VI} , Ne^X , He^{II}) diese Größen zu bestimmen, existiert ein Johann-Spektrometer, das das Röntgenspektrum von He-ähnlichem Argon mißt. Hiermit kann neben der Iontemperatur auch die makroskopische Geschwindigkeit der Ar-Ionen (toroidale Rotation) gemessen werden. Zusätzlich kann aus Neutronen-Flußmessungen T_i bestimmt werden. Eine weitere Konsistenzprüfung ist der Vergleich der diamagnetischen Energie, die sich aus Dichten, Elektronen- und Iontemperaturen ergibt mit der mit magnetischen Spulen gemessenen. Die Neutralteilchenanalyse, aus der ebenfalls T_i bestimmt werden kann, war während der zur Verfügung stehenden Zeit leider nicht verfügbar.

6.3.1 CXRS an leichten Verunreinigungen

CXRS wird im allgemeinen an Verunreinigungen durchgeführt, da man an den Konzentrationen der entsprechenden Ionen interessiert ist. Außerdem sind die entsprechenden Spektren unkomplizierter als das D_α -Spektrum und vor allem tritt der Halo-Effekt nicht auf. Hingegen muß im Einzelfall untersucht werden, wie stark der Plume-Effekt sein kann. Dieser kann speziell für das He^{II} -Spektrum bei 4686\AA einen nicht vernachlässigbaren Anteil liefern. Ebenfalls eine permanente Schwierigkeit bei der Analyse von z.B. C^{VI} -Spektren ist der passive Anteil. Dieser besitzt im Gegensatz zum D_α -Signal eine relativ hohe Temperatur ($\approx 500\text{eV}$). Die Emission findet offenbar weiter im Plasmazentrum statt. Diese Komponente erfährt daher eine Dopplerverschiebung bei einer toroidalen Geschwindigkeit der Ionen. Deshalb kann dieser Parameter beim Fitten nicht festgehalten werden, was besonders in dem radialen Bereich, wo aktiver und passiver Anteil sich überschneiden, zu Schwierigkeiten führt.

Abb. 6.7 zeigt das Spektrum um 5260\AA mit den Übergängen $C^{VI}(n=8-7, 5290\text{\AA})$ und $Ne^X(n=11-10, 5249\text{\AA})$. Die C^{VI} -Linie ist aufgrund der Graphitlimiter in TEXTOR ständig vertreten während die Ne^X -Linie während Ne-Zugabe auftritt. Die Beimischung von Neon wird an TEXTOR durchgeführt, um gezielt Wärmebelastung von den Limitern zu nehmen. Im Randbereich strahlen die Neon-Ionen soviel Leistung über Linienstrahlung ab, daß etwa 80% der Gesamtleistung auf diese Weise abgegeben werden kann („Strahlungskühlung“).

Beim Vergleich von CXRS-Messungen an D_α und an Verunreinigungen

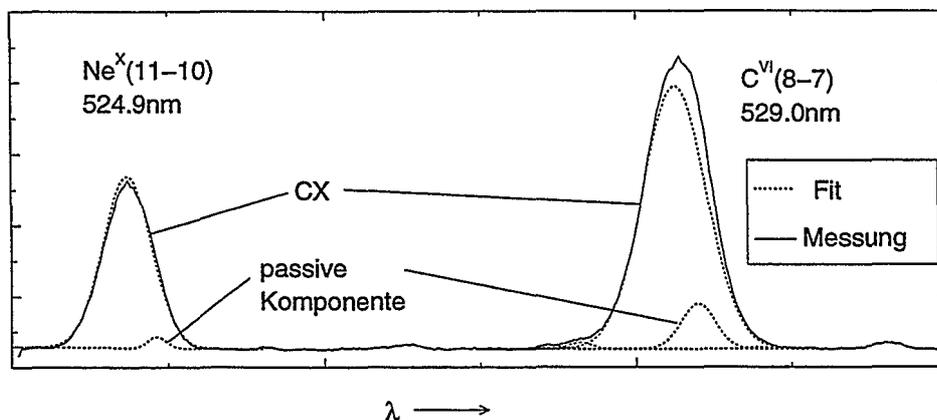


Abbildung 6.7: CX-Spektrum um 5260\AA während Neon-Zugabe

traten systematisch Unterschiede bezüglich der Ionentemperatur auf. In praktisch allen Fällen war die zentrale Temperatur der Verunreinigungen C und Ne höher als die aus D_α . Die Differenz stieg dabei mit wachsender Ionentemperatur an. Die Auswertung der zentralen D_α -Spektren wurde bei höheren Temperaturen ($\geq 3\text{keV}$) allerdings zunehmend schwierig, da bei den relevanten Entladungen die Signalstärken gerade im Plasmazentrum gering waren.

Bei den folgenden Vergleichen mit der Argon-Spektroskopie und den Neutronenmessungen werden quantitative Beispiele für die besprochenen Differenzen angegeben.

Die abgeleiteten toroidalen Geschwindigkeiten aus CXRS an Verunreinigungen stimmten allgemein gut mit denen aus den D_α -Spektren überein.

6.3.2 Röntgen-Spektrometer

Das hochauflösende Johann-Spektrometer an TEXTOR kann die Z-Linie von He-ähnlichem Argon spektral aufgelöst messen. Ar^{16+} kommt bei einer zentralen Ionentemperatur unter 2keV hauptsächlich im Plasmazentrum vor, das Emissionsprofil ist bei $r=10\text{cm}$ etwa auf die Hälfte des Maximums (bei $r=0$) abgefallen. Daher sollte die charakteristische Linienstrahlung repräsentativ für das Plasmazentrum sein. Aus Dopplerbreite und Dopplerverschiebung kann wie bei der CXRS Ionentemperatur und toroidale Geschwindigkeit ermittelt werden. Die Meßfehler der toroidalen Geschwindigkeit sind dabei relativ groß, da der Winkel zwischen Sichtlinie und radialer Richtung klein ist.

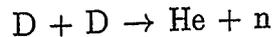
Für eine geringe Anzahl von Entladungen gibt es Vergleichsmessungen zwischen dem Röntgenspektrometer und der CXRS-Diagnostik:

Entladung	CXRS			Ar	P(NI) [MW]
	D α	C ^{VI}	Ne ^X		
	T _i (0) [eV]				
63919	1300	1500	1550	1000	0.25
63920	1400	1600	1750	1100	0.5
63922	2000	2400	2600	1500	1.2
	v _{tor} (0) [km/s]				
63919	70	75	80	30	0.25
63922	150	160	180	100	1.2

Zum Vergleich sind die jeweils aus den C^{VI} und Ne^X CX-Spektren berechneten Daten dargestellt. Die Werte der Argon-Spektroskopie sind generell niedriger als die der CXRS-Messungen. Inwiefern das auf meßtechnische Ursachen zurückzuführen ist, kann hier nicht geklärt werden: da die Ar-Spektroskopie nicht wirklich orts aufgelöst mißt, könnte die Berücksichtigung des Strahlungsprofils wie in [23] unter Umständen eine Korrektur der zentralen Werte nach oben bewirken. Für die Bestimmung der toroidalen Geschwindigkeit sind die Meßfehler der Ar-Spektroskopie so groß, daß die Abweichung zu den CXRS-Werten noch in den Fehlerbalken fällt. Insgesamt kann aus diesem Vergleich wohl nur geschlossen werden, daß die Resultate mit steigender NI-Leistung die gleiche Tendenz besitzen und in der selben Größenordnung liegen.

6.3.3 Neutronenmessungen

Eine weitere Methode zur Bestimmung der Iontemperatur ist die Messung des Neutronenflusses. Hierbei werden außerhalb des Tokamaks die Neutronen gemessen, die durch Fusionsreaktionen



entstehen. Da die Entstehungsrate stark von der Stoßenergie abhängt, kann man die Quellen für die Neutronenproduktion nach den beteiligten D-Teilchen in 3 Gruppen aufteilen: Plasma/Plasma, Strahl/Plasma und Strahl/Strahl falls mit beiden Injektoren Deuterium injiziert wird. Dann kann der Anteil aus thermischer Produktion gegenüber dem des Neutralstrahls fast vernachlässigt werden und eine T_i-Bestimmung ist schwierig. Wenn genügend zusätzliche Information vorhanden ist, kann trotzdem noch aus Modellrechnungen z.B. die Iontemperatur ermittelt werden [32]. Bei rein ohmschem Betrieb oder H-Injektion ist die Situation jedoch einfacher. Die Anteile mit

Strahlbeteiligung fallen weg und die Reaktionsrate R_N ist abhängig von der Deuteronendichte und der Reaktivität $\langle\sigma_{DD}v(T_i)\rangle$:

$$R_N \propto n_D^2 \langle\sigma_{DD}v(T_i)\rangle \quad (6.1)$$

oder ausgedrückt mit n_e und Z_{eff} für den Fall, daß man nur eine Verunreinigung mit der Ladung Z_I hat

$$R_N \propto n_e^2 \left(\frac{n_D}{n_D + n_H}\right)^2 \left(\frac{Z_I - Z_{eff}}{Z_I - 1}\right)^2 \langle\sigma_{DD}v(T_i)\rangle \quad (6.2)$$

wobei die Reaktivität stark von T_i abhängig ist und so eine Möglichkeit zur T_i -Bestimmung bietet. Für die Berechnung der Temperatur sind einige Annahmen nötig, da die Neutronenflußmessung über das gesamte Plasmavolumen integriert. Einige wichtige Parameter wie Dichteprofile können von anderen Diagnostiken gemessen werden oder sind bekannt. Der Anteil von H im H/D-Isotopengemisch kann z.B. aus den D_α -CX-Spektren aus den kalten Emissionslinien abgeschätzt werden. Bei den im folgenden beschriebenen Messungen wurde dieses Verhältnis aus den Intensitäten I der Emissionslinien berechnet (Abb. 6.8):

$$\frac{n_H}{n_H + n_D} = \frac{I_H}{I_H + I_D} \quad (6.3)$$

Bei der Serie von Entladungen wurde die NI-Heizleistung konstant gehalten und die Elektronendichte variiert. Dieses geschah einerseits durch eine Regelung der D-Gaszufuhr und andererseits durch eine zusätzliche Variation des Ne-Anteils in den Entladungen. Auf diese Weise wurde ein Dichtebereich von $1.4\text{--}4.5\text{cm}^{-3}$ bei einer NI-Leistung von 1.1MW (H-Injektion) untersucht.

Wie zu erwarten, sank sowohl T_e als auch T_i mit steigender Dichte. Abb. 6.9 zeigt Vergleiche von T_e , $T_i(\text{Neutr.})$, $T_i(\text{C}^{\text{VI}})$ und $T_i(\text{Ne}^{\text{X}})$ mit $T_i(\text{D}_\alpha)$. Die Elektronentemperatur ist generell niedriger als die Ionentemperaturen, eine Beobachtung, die allgemein während NI-geheizten Plasmen an TEXTOR gemacht wird. $T_i(\text{Neutr.})$ stimmt gut mit $T_i(\text{D}_\alpha)$ überein. $T_i(\text{C}^{\text{VI}})$ und $T_i(\text{Ne}^{\text{X}})$ sind praktisch gleich und größer als $T_i(\text{D}_\alpha)$.

Die Unterschiede in den Temperaturen sind bei höheren Werten von T_i bzw. bei den niedrigeren Dichten ausgeprägter. Bei den höheren Dichten, die mit Neon-Zufuhr erzielt wurden, könnte der Wert für Z_{eff} deutlich über 2 liegen. Z_{eff} ist ein Parameter für die Berechnung von $T_i(\text{Neutr.})$, für den keine Meßwerte vorliegen und der deshalb für die Rechnung mit 2 abgeschätzt wurde. Ein höherer Wert würde $T_i(\text{Neutr.})$ erhöhen. Dieses dürfte aber nur für die Entladungen mit größeren Dichten in Frage kommen, die Entladungen mit $T_i(\text{C}^{\text{VI}}) > 3\text{keV}$ wurden aber beispielsweise ganz ohne Neon-Zugabe durchgeführt.

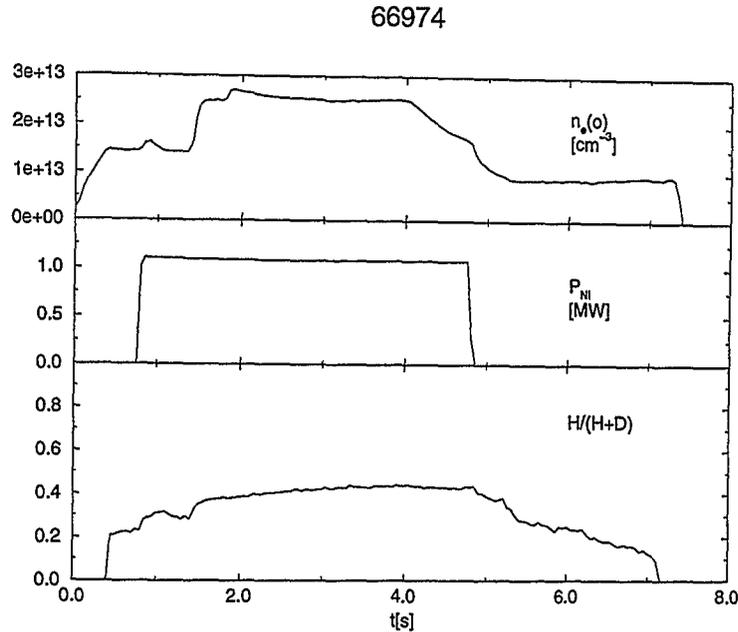


Abbildung 6.8: von oben: zentrale Elektronendichte, injizierte Leistung von NI1 und aus den Emissionslinien berechnetes Verhältnis $H/(H+D)$

6.3.4 Magnetische Messungen von β_p

Die Ergebnisse für die Ionentemperatur wurden auf Übereinstimmung mit dem Gesamtenergieinhalt des Plasmas überprüft, welcher aus magnetischen Messungen gewonnen werden kann.

Die Gesamtenergie des Plasmas ist

$$W = \frac{3}{2} \int p dV \quad (6.4)$$

wobei der Druck p in der Definition des β auftritt, der das Verhältnis von thermischem zu magnetischem Druck beschreibt:

$$\beta = \frac{p}{B^2/2\mu_0} \quad (6.5)$$

Die Definition des poloidalen β_p enthält ebenfalls den Druck (Näherung für großes Aspektverhältnis und zirkulares Plasma, das Oberflächenintegral über den poloidalen Querschnitt):

$$\beta_p \cong \frac{\int p dS}{\mu_0 I^2 / 8\pi} \quad (6.6)$$

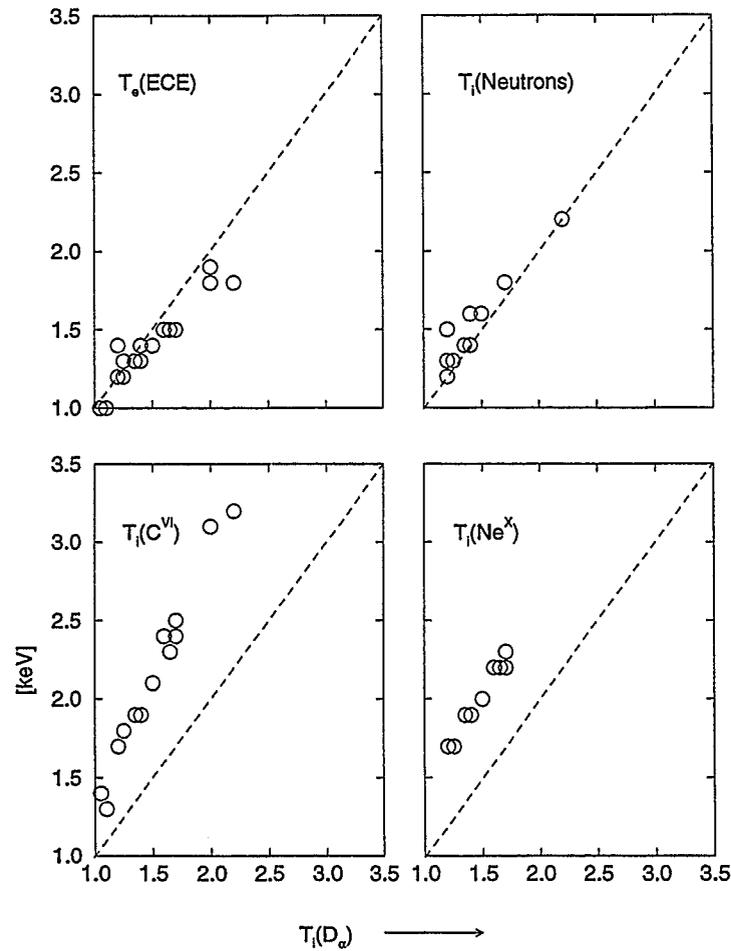


Abbildung 6.9: Vergleich von verschiedenen Temperaturen mit T_i aus den D_α -Messungen

Dieses β_p wird an TEXTOR mit magnetischen Spulen gemessen und kann dann zur Bestimmung des Drucks oder des Energieinhaltes E_{dia} herangezogen werden.

Zur Abschätzung der diamagnetischen Energie aus den CXRS-Messungen wird von einem reinen D-Plasma ausgegangen ($n_e = n_i$):

$$E_{\text{dia}} = \frac{3}{2} \int n_e k (T_e + T_i) dV \quad (6.7)$$

Die Elektronendichte wird interferometrisch mit dem HCN-Laser und die

Elektronentemperatur mit der ECE-Diagnostik gemessen. Zur Vereinfachung wird ein Kadomtsev-Taylor-Profil ($n, T \propto (1 + q_a \rho^2)^{-\alpha}$, wobei α ein jeweils zu bestimmender Parameter ist [33]) angenommen, womit sich (6.7) vereinfacht zu

$$E_{\text{dia}} = \frac{3}{2} n_0 k (T_{e0} + T_{i0}) 2\pi R_0 \underbrace{\int_0^a (1 + q_a \rho^2)^{-2} 2\pi r dr}_{P(q_a)} \quad (6.8)$$

$$= \frac{3}{2} n_0 k (T_{e0} + T_{i0}) 2\pi R_0 P(q_a) \quad (6.9)$$

$\rho = r/a$ ist der normierte kleine Radius und die Integration des Profilmfaktors $P(q_a)$ ergibt

$$P(q_a) = \frac{\pi a^2}{q_a} \left(1 - \frac{1}{1 + q_a} \right) \quad (6.10)$$

Der Sicherheitsfaktor q beträgt am Plasmarand

$$q_a = \frac{a B_\Phi}{R_0 B_\Theta} = \frac{a B_\Phi}{R_0} \frac{2\pi a}{\mu_0 I} = 3,77 \quad (6.11)$$

für $a=0.46\text{m}$, $R_0=1.75\text{m}$, $B_\Phi=2.25\text{T}$ und $I=360\text{kA}$. Hieraus ergibt sich für den Profilmfaktor $P=0.139$. Dieser Wert ändert sich auch bei Annahme eines Profils wie in der Rechnung zum Halo-Effekt ($n = n_0(1 - \rho^2)$, $T = T_0(1 - \rho^2)^2$) nicht allzu stark. Hierfür erhält man nach Einsetzen in (6.7) und entsprechendem Abspalten von P , das dann nicht von q abhängig ist, $P(a) = \pi a^2/4 = 0.166$.

Mit (6.9) läßt sich die Ionentemperatur bestimmen, die sich aus dem gemessenen Wert von E_{dia} ergibt:

$$T_{i0}[\text{eV}] = \left(\frac{E_{\text{dia}}}{3\pi n_{e0} R_0 P(q_a)} - T_{e0} e^- \right) \frac{1}{e^-} \quad (6.12)$$

(e^- :Elementarladung)

Für die Entladungsserie 63011-63021, bei der im wesentlichen die Leistung des Neutralteilcheninjektors geändert wurde, ist in Abb. 6.10 das so berechnete T_{i0} mit den Messungen aus CXRS an D_α und C^{VI} dargestellt. Es ist zu erkennen, daß die C^{VI} -Temperaturen gut mit den E_{dia} -Messungen übereinstimmen und daß die D_α -Temperaturen etwas niedriger liegen. Bei einer Berücksichtigung eines C-Anteils von 2% an der Gesamtionenanzahl erhöht sich T_i aus E_{dia} um 10% unter der Annahme $T_D = T_C$. Unter der Voraussetzung einer tatsächlich niedrigeren D-Temperatur im Vergleich zur C-Temperatur würde man aus den magnetischen Messungen sogar noch höhere C-Temperaturen erwarten.

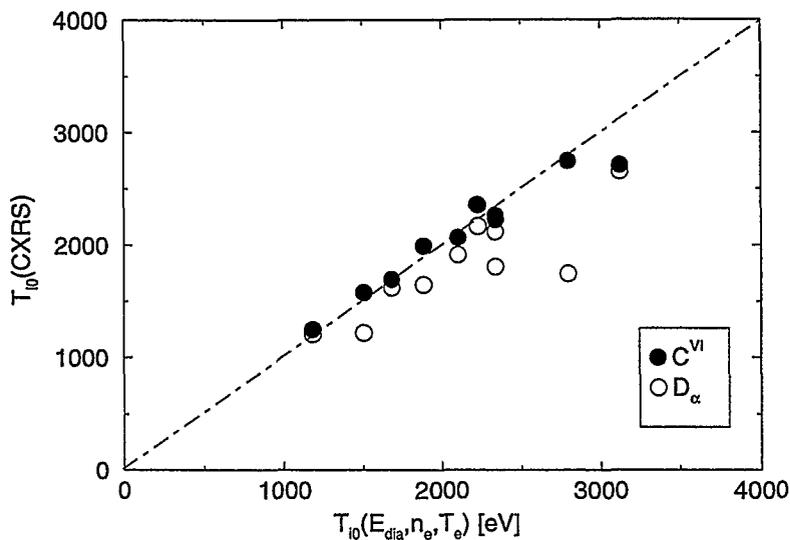


Abbildung 6.10: Vergleich von T_i aus magnetischen Messungen mit T_i aus CXRS

6.4 Diskussion der T_i -Messungen

Unter verschiedenen Plasma-Bedingungen mit Neutralteilchenheizung wurde tendenziell immer wieder die gleiche Beobachtung gemacht: mit steigender Temperatur liegt die Ionentemperatur über der Elektronentemperatur und die Temperaturen, die mit CXRS an C^{VI} oder Ne^X gemessen werden, sind größer als die an D_α gemessenen. Diese Tendenz ist allgemein, wenn auch unter bestimmten Bedingungen die Unterschiede weniger stark ausfallen. Insbesondere bei höheren Dichten ($> 4 \cdot 10^{13} \text{cm}^{-3}$) und dann in der Regel gleichzeitig niedrigeren Temperaturen verschwinden die Unterschiede. Im folgenden wird diskutiert, ob meßtechnische Gründe für die Differenzen bei den Ionentemperaturen existieren und warum tatsächlich die verschiedenen Ionen unterschiedliche Temperaturen haben können. Im Anschluß daran folgt eine Bemerkung zur Ausdehnbarkeit des Meßbereichs.

6.4.1 Fehler aus der spektralen Analyse

Es bestehen im Prinzip mehrere Möglichkeiten dafür, daß die gewählten Modellspektren nicht exakt der Realität entsprechen. Eine heiße Komponente konnte im Spektrum zwar ausgemacht werden, doch besaß sie zu niedrige Amplituden, um einen meßbaren Effekt zu verursachen. Dieses wurde überprüft, indem eine leicht abfallende Nulllinie berücksichtigt wurde. Es konnten

desweiteren keine Anzeichen für eine weitere Spektrallinie im untersuchten Spektrum gefunden werden.

Die einzeln numerisch simulierten Effekte, der Einfluß der Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts für CX-Prozesse von der Stoßenergie und der Halo, ergaben jeweils wieder Spektren, die in sehr guter Näherung zu einem Gaußprofil führten. Die entsprechenden Abweichungen können mit Korrekturfaktoren berücksichtigt werden. Die Möglichkeit, daß eine Kombination mehrerer Effekte ein Spektrum ergibt, das mit einem least-square-fit-Programm dann zu einem Ergebnis führt, das weit von der Realität entfernt ist, scheint unwahrscheinlich. Obwohl das Modellspektrum relativ viele freie Parameter enthält, sind einige wie z.B. die der Rand-Linien nur wenig variierbar, da die Form sehr charakteristisch ist.

6.4.2 Fehler aus dem H/D-Verhältnis

Dieser Parameter ist einer der am wenigsten stabilen, falls er nicht wie meistens geschehen, festgehalten wird. Dieses ist jedoch bei nur geringen H-Konzentrationen in D-Plasmen nicht anders zu erwarten. Auch die Verdopplung eines 5%-Anteils H ändert praktisch nichts an den Temperaturen und Geschwindigkeiten, die aus der CX-Komponente von D_α berechnet werden. Falls man nicht an einem absoluten Wert von n_H interessiert ist, ist es unerheblich, ob das Verhältnis H/D ein freier Parameter ist oder der Wert mit den in Abschnitt (3.7) beschriebenen Einschränkungen abgeschätzt wird.

6.4.3 Fehler beim Halo-Effekt

Den Rechnungen zum Halo-Effekt wurde ein eindimensionales Modell zugrunde gelegt und dann aus einer Reihe von 1-d Rechnungen eine 3-d Verteilung für die Halodichte und -temperatur berechnet. Die durchgeführten Näherungen mögen quantitativ nicht immer vollständig gerechtfertigt sein. Qualitativ beschreibt das Modell den Effekt jedoch vernünftig. Da die Auswirkungen auf die Iontemperatur nach den Rechnungen im Bereich der Meßgenauigkeit liegen, wurden die Messungen nicht bezüglich des Halos korrigiert.

Die im Experiment gemessenen Unterschiede zwischen T_C und T_D sind jedoch teilweise deutlich größer. Falls der Grund hierfür ist, daß der Halo-Effekt in der Realität stärker ausgeprägt ist als berechnet, müßte sich das in der Intensität der gemessenen D_α -Flüsse niederschlagen. Dieses konnte jedoch nicht beobachtet werden. Bei Berechnungen der D-Dichte aus den D_α -Messungen lagen diese in einem Bereich von 30% um die Werte, die sich aus Z_{eff} - und n_e -Messungen ergeben. Diese Werte sprechen eher für einen

geringeren Beitrag des Halos, als den von dem Modell vorhergesagten, der etwa zu 100% zu hohen D-Dichten führen würde.

6.4.4 Einfluß von Fluktuationen

Eine Erklärungsmöglichkeit für die Messung unterschiedlicher Ionentemperaturen von verschiedenen Ionen sind Fluktuationen [38, 39]. Hierbei wird angenommen, daß der thermischen Bewegung eine makroskopische turbulente Bewegung überlagert ist. Abhängig davon, wie groß das Beobachtungsvolumen im Verhältnis zur räumlichen Ausdehnung (Dimension) der Fluktuation ist und wie groß die Integrationszeit der Messung im Verhältnis zur zeitlichen Größenordnung der Fluktuation ist, würde man entweder eine fluktuierende Temperatur, eine fluktuierende Geschwindigkeit oder eine effektive Verbreiterung des Spektrums messen. Geht man im letzteren Fall davon aus, daß sich das Spektrum als Faltung zweier Gaußanteile darstellen läßt, ist ein Anteil der Breite auf die thermische Geschwindigkeit des Ions und der andere auf das turbulente Verhalten zurückzuführen:

$$\Delta\lambda_{\text{meß}}^2 = \Delta\lambda_{th,z}^2 + \Delta\lambda_{\text{turb.}}^2. \quad (6.13)$$

Die Halbwertsbreite setzt sich somit aus einem ionenspezifischen Teil ($\Delta\lambda_{th,z}$) und einem Anteil zusammen, der für alle Teilchen gleich ist ($\Delta\lambda_{\text{turb.}}$). Jedem Teil kann eine „Temperatur“ zugeordnet werden:

$$\Delta\lambda_i^2 = \lambda_0^2 \frac{T_i}{M_i} \text{const.} \quad (6.14)$$

und die gemessene Temperatur kann in einen ionenspezifischen Teil und einen Teil zerlegt werden, der durch die für alle Teilchen gleiche Turbulenz hervorgerufen wird. Dieser turbulente Beitrag ist direkt proportional zur Ionenmasse:

$$T_{\text{meß}} = T_z + \frac{M_z}{M} \tilde{T} \quad (6.15)$$

M ist hierbei die Masse der Plasmaionen (H oder D) und \tilde{T} der Temperaturbeitrag der Fluktuationen. Angenommen, daß man zwar unterschiedliche Temperaturen für verschiedene Ionen mißt, die thermischen Anteile (T_z) aber gleich sind und die Unterschiede nur durch turbulente Effekte hervorgerufen werden, erhält man folgenden Ausdruck für den *Fluktuationslevel* \tilde{T}/T :

$$\frac{\tilde{T}}{T} = \frac{T_{\text{meß},1} - T_{\text{meß},2}}{T} \frac{M}{M_{z,1} - M_{z,2}} \quad (6.16)$$

Für die gemessenen Differenzen zwischen D und C von $\Delta T \leq 30\%$ erhält man ($M=2$, $M_{z,1} = 12$, $M_{z,2} = 2$) einen Wert für die Obergrenze des Fluktuationslevels von

$$\frac{\tilde{T}}{T} \leq 6\%$$

Da es hierfür keine Vergleichswerte gibt, ist es es schwierig, etwas über die Bedeutung dieses Wertes zu sagen. Messungen von \tilde{T}_e/T_e im Randbereich von Tokamaks lieferten als obere Abschätzung einen Wert von $\leq 15\%$ [40], Untersuchungen an JET ebenfalls mit CXRS ergaben bei im Rahmen der Meßfehler gleichen Temperaturen und Einsetzen der typischen Meßfehler in Gl. (6.16) als obere Grenzen 1-4% [39].

Die teilweise beobachtete Modulation der toroidalen Rotation bei Sägezahnaktivitäten (s. Kapitel 7) ist zu gering, um meßbare Unterschiede in der Ionentemperatur bei zeitlich nicht aufgelösten Sägezähnen zu erzeugen: Setzt man die Änderung der Rotation Δv als thermische Geschwindigkeit ein,

$$\Delta v = \sqrt{\frac{2e^{-T}(\text{eV})}{m}} \Rightarrow T = \Delta v^2 \frac{m}{2e^{-}} \quad (6.17)$$

erhält man die maximale Temperaturerhöhung durch diesen Effekt. Für $\Delta v = 20\text{km/s}$ ergibt dieses lediglich 24eV für C und 4eV für Deuterium.

Insgesamt zeigt die Betrachtung der Möglichkeit von Temperaturfluktuationen damit, daß die gemessenen Differenzen der Temperaturen eventuell mit solchen Effekten erklärt werden können. Umgekehrt kann nicht eindeutig gezeigt werden, daß Fluktuationen tatsächlich die Ursache für die beobachteten Differenzen sind. Hierfür wäre eine zeitliche Auflösung der Messung nötig, die mit optischen Methoden vermutlich nicht erreicht werden kann.

6.4.5 Einfluß der Neutralteilchenheizung

Im allgemeinen gibt es in Plasmen kein vollständiges thermisches Gleichgewicht. Die Elektronen besitzen in ohmschen Entladungen in der Regel eine höhere Temperatur als die Ionen und bei zusätzlichen Heizmethoden wie NBI oder ICRH wird die eingekoppelte Energie unterschiedlich auf die verschiedenen Plasmateilchen verteilt. Bei Neutralteilchenheizung übertragen die schnellen Neutralteilchen ihre Energie bevorzugt auf die Elektronen und je weiter sie abgebremst wurden, umso höher wird der Anteil, der auf die Ionen übertragen wird. Die Leistung, die pro Ion übertragen wird, skaliert mit Z_i^2/m_i . Hieraus wird klar, daß Verunreinigungen stärker geheizt werden als die D-Ionen. Die Energieaustauschzeiten zwischen den verschiedenen Ionen untereinander sind deutlich geringer, als zwischen Ionen und Elektronen. Bei niedrigen Dichten und/oder höheren Temperaturen können sich bei

kontinuierlicher Heizung allerdings trotzdem Unterschiede T_i/T_D entwickeln. Im Gleichgewicht läßt sich für die Verunreinigungstemperatur folgende Gleichung aufstellen [34]:

$$\frac{dT_i}{dt} = 0 = \frac{T_D - T_i}{\tau_{i-D}} + \left. \frac{dT_i}{dt} \right|_{\text{NBI}} + \frac{T_e - T_i}{\tau_{i-e}} - \frac{T_i}{\tau_{Ei}} \quad (6.18)$$

τ_{Ei} ist hierbei die Teilcheneinschlußzeit für das Ion und $\left. \frac{dT_i}{dt} \right|_{\text{NBI}}$ die durch den Injektor hervorgerufene Heizrate. Die Energieaustauschzeiten τ_{i-D} und τ_{i-e} können nach [35] berechnet werden:

$$\tau_{i-X} = \frac{7.34 \cdot 10^6 A_X A_i}{n_X Z_X^2 Z_i^2 \ln \Lambda} \left(\frac{T_X}{A_X} + \frac{T_i}{A_i} \right)^{3/2} \quad (6.19)$$

$$\Lambda = \frac{1.55 \cdot 10^{10}}{Z_X Z_i} \sqrt{\frac{T_e^3}{n_e}} \quad (6.20)$$

(τ_{i-X} [s], T [eV], n [cm⁻³], A [amu]). Eine unbekannte Größe in Gl. (6.18) ist die Heizrate $\left. \frac{dT_i}{dt} \right|_{\text{NBI}}$. Folgende Abschätzung ergibt einen ungefähren Wert: In erster Näherung wird davon ausgegangen, daß alle Plasmateilchen ($n_e = n_i$) gleich viel Energie durch den Neutralteilcheninjektor erhalten:

$$\left. \frac{dT_i}{dt} \right|_{\text{NBI}} = \frac{P_{\text{NBI}}}{(\bar{n}_e + \bar{n}_i)V} \quad (6.21)$$

$$= 9 \cdot 10^{-15} \text{W} = 6 \cdot 10^4 \frac{\text{eV}}{\text{s}} \quad (6.22)$$

Hierbei wurde als mittlere Dichte $0.75 \cdot 10^{19} \text{m}^{-3}$ (bei $n_e(0) = 2\bar{n}_e$), das TEXTOR-Volumen $V = 7.3 \text{m}^3$ und eine Gesamtleistung von NI von 1MW eingesetzt. Durch die $\frac{Z^2}{m_i}$ -Abhängigkeit der Leistung pro Ion erhöht sich $\left. \frac{dT_i}{dt} \right|_{\text{NBI}}$ für C⁺⁶-Ionen um einen Faktor 3 auf $1.8 \cdot 10^5 \frac{\text{eV}}{\text{s}}$. Für $n_e = 1.5 \cdot 10^{13} \text{cm}^{-3}$, $T_e = 1800 \text{eV}$, $T_D = 2200 \text{eV}$ und $\tau_{E,C} = 20 \text{ms}$ für Kohlenstoff erhält man $\tau_{C-D} = 0.8 \text{ms}$, $\tau_{C-e} = 40.7 \text{ms}$ und $T_c = 2248 \text{eV}$. Der Unterschied zwischen T_i und T_C ist sehr gering, hängt aber stark von $\left. \frac{dT_i}{dt} \right|_{\text{NBI}}$ ab. Dieser Wert würde sich durch $n_i < n_e$ bei gleichem n_e erhöhen. In [34] wurde unter vergleichbaren Bedingungen mit einer numerischen Simulation ein Wert für $\left. \frac{dT_i}{dt} \right|_{\text{NBI}}$ von $8.6 \cdot 10^5 \frac{\text{eV}}{\text{s}}$ ermittelt. Hiermit erhöht sich der Wert von T_C auf 2790eV. Mit 20% ist dieses ein Unterschied zur D-Temperatur, der zu den experimentell gemachten Beobachtungen paßt. Bei höheren Dichten und niedrigeren Temperaturen wird auch in in dieser Rechnung die Differenz geringer. Neben der Möglichkeit von Turbulenzen ist dieses der zweite Effekt, bei bei Ionen mit größerem Z bzw. m zu einer höheren (gemessenen) Temperatur führt.

Aus dem numerischen Transportprogramm TRANSP gibt es Hinweise darauf, daß zwar die gemessenen E_{dia} -Werte mit der Gesamtenergie aus Dichte- und Temperaturmessungen übereinstimmen, daß aber der teilweise relativ große Unterschied von Elektronen- und Ionentemperatur nicht mit realistischen Transportkoeffizienten zu erklären ist. Die Grundlage für diese Rechnungen sind ECE-Messungen und CXRS an C^{VI} . Eine Erklärungsmöglichkeit ist die, daß T_e etwa 25% zu niedrig gemessen wird und daß andererseits T_i kleiner ist, als aus den C^{VI} -Messungen. Die Entladungen, auf die sich diese Rechnungen beziehen, fanden unter I-Mode-Bedingungen (*Improved confinement mode*) während Neon-Kühlung statt und wiesen eine für diesen Entladungstyp typische hohe Elektronendichte auf ($\approx 10^{20} \text{m}^{-3}$). Zwar konnte unter diesen Bedingungen die Ionentemperatur im Plasmazentrum aufgrund einer zu starken Strahlabschwächung nicht an D_α gemessen werden; die ansonsten beobachteten Unterschiede zwischen $T_i(C^{VI})$ und $T_i(D_\alpha)$ traten aber nur bei deutlich niedrigeren Dichten auf. Deshalb wird erwartet, daß bei I-Mode-Entladungen kein signifikanter Unterschied bei den verschiedenen mit CXRS gemessenen Ionentemperaturen auftritt.

Die einzigen direkten Vergleichsmessungen der Temperatur der D-Ionen, die Neutronenmessungen, zeigten eine gute Übereinstimmung mit den D_α -Messungen. Insgesamt kann daher zusammenfassend gesagt werden, daß die Bestimmung der Ionentemperatur aus dem D_α -CX-Spektrum im Parameterbereich von TEXTOR vernünftige Resultate liefert.

6.4.6 Verformung des Spektrums

Bei deutlich höheren Temperaturen würde die Auswertung erheblich erschwert, wenn nicht gar unmöglich. Die Form des Spektrums würde durch den $\sigma_{CX}(E_b)$ -Effekt beginnen, nicht mehr gaußförmig zu sein. Eine Abschätzung [26] zeigt, daß dieses ab

$$T_{Z,\text{max}} \approx \frac{1}{10} \frac{M_Z}{M_b} E_b \quad (6.23)$$

der Fall ist. M_b und M_Z sind hierbei die atomaren Massen von Strahlteilchen und Ion, T_Z die Ionentemperatur und E_b die Neutralteilchenenergie. Für einen 50keV H-Strahl entspricht das einer Temperaturgrenze von 5keV, ab der mit deutlichen Abweichungen von gaußförmigen Spektren zu rechnen ist. Der Halo-Effekt würde ebenfalls etwas stärkeren Einfluß haben. Die Strahl-Emissions-Linien würden sich mit dem CX-Spektrum überlappen und aufgrund der relativ niedrigen Intensität des CX-Signals würde ein zuverlässiger Fit schwieriger.

6.5 Toroidale Rotation

Bisher wurde im wesentlichen auf Messungen der Ionentemperatur eingegangen. Ein weiterer Parameter, der automatisch bei den Auswertungen der CX-Spektren gleichzeitig ermittelt wird, ist die toroidale Komponente der Rotation. Im folgenden sollen zwei Beispiele illustrieren, inwiefern die gemessenen Werte mit denen aus Verunreinigungsspektren übereinstimmen und wie plausibel die Werte sind. Vergleiche wie zum Beispiel mit den Geschwindigkeiten der magnetischen Moden, die sich aus den Pre-Cursor-Oszillationen der ECE-Elektronentemperatur-Messungen ergeben, sind an anderer Stelle gemacht worden [36, 37].

Für dieselben Entladungen wie in Abschnitt 6.3.4 ist auf Abb. 6.11 die zentrale toroidale Geschwindigkeit in Abhängigkeit von der Injektorleistung dargestellt. Um unterschiedliche Dichten zu berücksichtigen, wurde die Leistung dabei auf die zentrale Elektronendichte normiert. Die dargestellten Werte für CXRS an C^{VI} und D_α stimmen im Rahmen der Meßfehler überein. Wie schon vorher mit Rutherford-Streuung gemessen [31], entspricht die Abhängigkeit in etwa einem $\sqrt{P_{NBI}/n_e}$ -Verhalten.

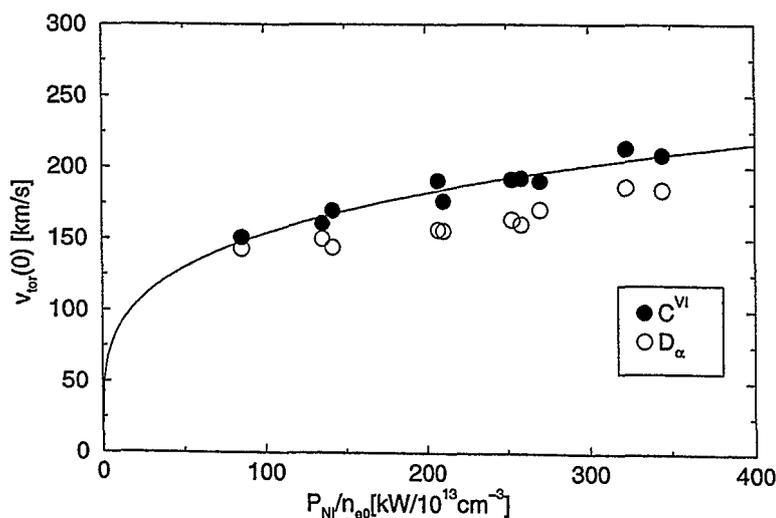


Abbildung 6.11: toroidale Geschwindigkeit gemessen mit CXRS in Abhängigkeit von auf n_e normierter NI-Leistung.

Ein interessantes Beispiel für die Abhängigkeit der Rotation vom poloidalen Magnetfeld läßt sich durch Variation des Plasmastroms erzeugen. In der Flüssigkeitsbeschreibung läßt sich eine vereinfachte Bewegungsgleichung

im Gleichgewicht für die jeweiligen Teilchen finden:

$$n_i m_i \frac{d\mathbf{v}_i}{dt} = 0 = n_i q_i (\mathbf{E} + \mathbf{v}_i \times \mathbf{B}) + \mathbf{F}_{\text{ext}} - \nabla p_i \quad (6.24)$$

q_i ist dabei die Ladung des Teilchens und \mathbf{F}_{ext} eine zusätzliche Kraft von außen wie z.B. durch einen Neutralteilcheninjektor. Umgestellt nach $\mathbf{v} \times \mathbf{B}$ und aufgelöst nach Komponenten erhält man zwei Gleichungen, die v_ϕ enthalten (ϕ =toroidal, θ =poloidal):

$$v_\phi B_\theta = \frac{1}{n_i q_i} (-(\nabla p_i)_r + F_r) + E_r + v_\theta B_\phi \quad (6.25)$$

$$v_\phi B_r = \frac{1}{n_i q_i} ((\nabla p_i)_\theta - F_\theta) - E_\theta + v_r B_\phi \quad (6.26)$$

Die Terme in der zweiten Gleichung sind alle zu vernachlässigen, so daß Gleichung (6.25) übrigbleibt. Ohne weiter auf die Zusammenhänge der einzelnen Terme untereinander einzugehen soll hier nur die $1/B_\theta$ -Abhängigkeit der toroidalen Komponente v_ϕ herausgestellt werden:

$$v_\phi \propto \frac{1}{B_\theta} \propto \frac{1}{I_P} \quad (6.27)$$

In einigen Entladungen wurde um unter anderem diese Abhängigkeit zu klären, der Plasmastrom I_P während der Entladung geändert und die Auswirkungen auf die Plasmarotation untersucht. Während dieser Entladungen wurden die Elektronendichten konstant gehalten und mit geringer Leistung (400kW) mit NBI1 geheizt. Ein Beispiel ist in Abb. 6.12 zu sehen. Während der Strom ansteigt sinkt die zentrale toroidale Rotation gemessen an D_α -Messungen an C^{VI} ergeben im Rahmen der Meßgenauigkeit identische Werte. Das Ansteigen des Stroms bewirkt ein größeres B_θ und eine sinkende toroidale Geschwindigkeit im Plasmazentrum. Der lineare Zusammenhang zwischen v_ϕ und $1/I_P$ ist deutlich zu erkennen.

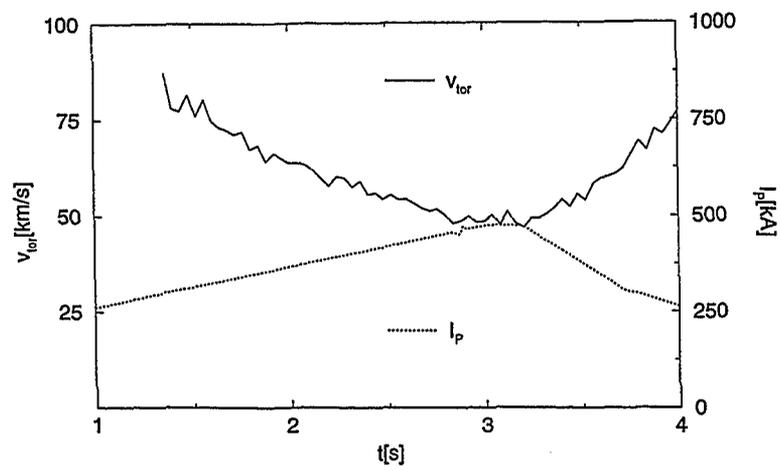


Abbildung 6.12: zentrale toroidale Geschwindigkeit während einer Stromrampe.

Kapitel 7

Verhalten von Ionentemperatur und toroidaler Rotation während Sägezahninstabilitäten

Unter den meisten Plasmabedingungen wird eine sägezahnförmige Modulation der zentralen Elektronentemperatur beobachtet (z.B. gemessen mit der ECE-Diagnostik). Sie steigt linear an, bis ein Maximum erreicht ist, und danach fällt sie in einer sehr kurzen Zeit auf den Anfangswert zurück. Der Anstieg erfolgt in einer Zeit in der Größenordnung von 10^{-3} s bis 10^{-1} s, der Abfall ist zu schnell, um zeitaufgelöst mit CXRS gemessen werden zu können. Am Plasmarand wird ein hierzu invertiertes Signal gemessen (Abb. 7.1). Diese Phänomen wird Sägezahninstabilität genannt und ist bis heute nicht vollständig theoretisch verstanden. Neben der Elektronentemperatur ändern sich auch andere Größen wie z.B. die Elektronendichte mit der gleichen Periodizität.

Die theoretischen Modelle (z.B. [29],[30]), gehen davon aus, daß sich während der Anstiegsphase eine $m=1$ -Instabilität innerhalb der $q=1$ -Fläche aufbaut und daß diese Instabilität für den schnellen Austausch von Teilchen und Energie während des Zusammenbruchs verantwortlich ist. Eine inselförmige Struktur innerhalb der $q=1$ -Fläche wächst während der Sägezahnperiode und kann kurz vor dem Kollaps als Precursor-Oszillation, die dem Sägezahn überlagert ist, gemessen werden. Da die Frequenz dieser Precursor einer Rotation der Insel entspricht, können aus den Frequenzen auch Rotationsgeschwindigkeiten in toroidaler Richtung ermittelt werden. Ein Vergleich dieser so ermittelten Geschwindigkeiten mit denen aus der Ladungsaustauschspektroskopie zeigt eine starke Korrelation.

Unmittelbar nach dem Kollaps, der in Abb. 7.2 schematisch dargestellt ist, wird ein Hitzepuls auf den Elektronentemperaturen gemessen, der radial

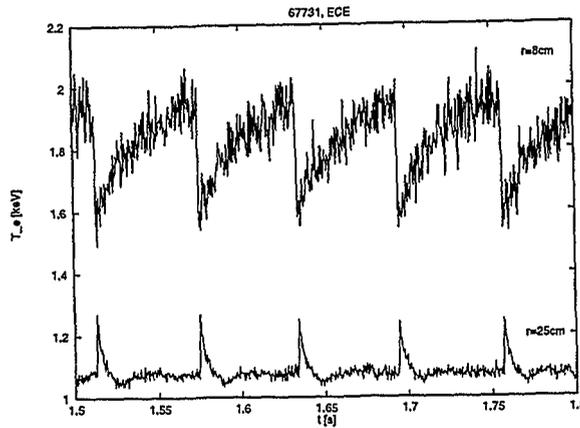


Abbildung 7.1: Messungen der Elektronentemperatur im Plasmazentrum (oberes Signal) und außerhalb der $q=1$ -Fläche (unten) mit der ECE-Diagnostik an TEXTOR.

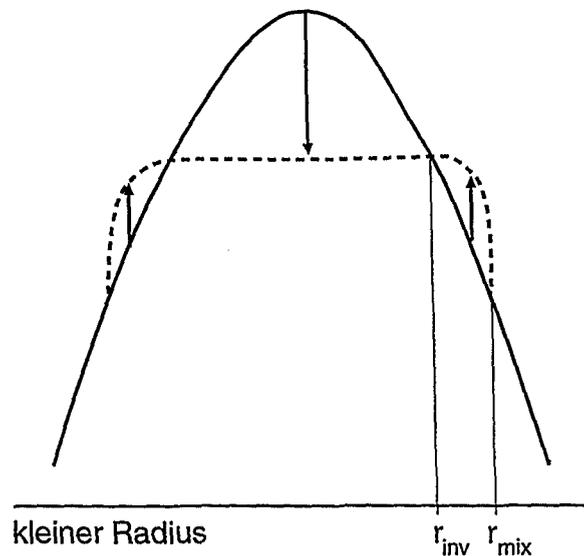


Abbildung 7.2: Schematisches Verhalten der Elektronentemperatur während des Sägezahnkollapses. r_{inv} : Inversionsradius, r_{mix} : Mischungsradius

vom Mischungsradius r_{mix} nach außen läuft. Die zeitliche und radiale Entwicklung dieses Pulses kann benutzt werden, um Wärmeleitkoeffizienten χ_e^{HP} (HP: Heat Pulse) zu bestimmen.

Die diagnostischen Möglichkeiten zur experimentellen Untersuchung von

Sägezähnen sind stark von der Zeit- und Ortsauflösung der Diagnostiken abhängig. Während die Eigenschaften der Elektronen (Temperatur, Dichte) relativ gut gemessen werden können, gibt es wenige Meßmethoden, um die Eigenschaften der Ionen mit einer ausreichenden Auflösung zu messen. Spektroskopische Methoden besitzen in der Regel keine ausreichende Zeitauflösung und andere Diagnostiken wie z.B. Ionentemperaturbestimmung aus Neutronenflußmessungen besitzen keine Ortsauflösung. Ein Versuch, an TEXTOR mittels Rutherford-Streuung die Ionentemperaturen während Sägezähnen zeitaufgelöst zu messen, litt stark unter einer zu schlechten Zählstatistik.

Im folgenden wird beschrieben, wie mittels CXRS zumindest über den relativ langsamen Sägezahnanstieg zeitaufgelöst gemessen wurde.

7.1 Typische Messungen an TEXTOR

Sägezähne werden an TEXTOR sowohl während ohmscher als auch während neutralteilchengeheizter Entladungen beobachtet. Während im Plasmazentrum eine Sägezahnoszillation der Elektronentemperatur beobachtet wird, wird am Plasmarand ein hierzu invertiertes Signal gemessen. Zwischen dem Zentrum und dem Plasmarand liegt der sogenannte Inversionsradius (Abb. 7.2), an dem keine starken Modulationen während des Kollaps gemessen werden.

Die relativen Änderungen der betreffenden Parameter und die Sägezahnperiode hängen von den Entladungsbedingungen ab. Typischerweise besitzen sie folgende Größenordnung:

$$\begin{aligned} \frac{\Delta T_e(0)}{T_e(0)} &\approx 10\% \\ \frac{\Delta n_e(0)}{n_e(0)} &\approx 5\% \\ \tau_{SZ} &\approx 5 - 100\text{ms} \end{aligned}$$

Die genauen Abhängigkeiten sind kompliziert, so ist z.B. im ohmschen Fall $\tau_{SZ} \propto n_e(0)$ und im zusatzgeheizten Fall $\tau_{SZ} \propto 1/n_e(0)$ empirisch festgestellt worden. Die Sägezahnperiode kann im NI-geheizten Fall deutlich länger werden als im ohmschen Fall. Übersteigt die Periodendauer einen Wert von $\approx 30\text{ms}$, flacht sich der Sägezahnanstieg ab und eine Art Sättigung tritt ein.

7.2 Messung von D_α -Spektren während Sägezähnen

Während einer Reihe reproduzierbarer Entladungen (67731-67742) mit Sägezahnoszillationen wurde jeweils auf einem anderen radialen CXRS-Kanal das D_α -Spektrum gemessen. Die Reduzierung auf einen Kanal war notwendig, um die Integrationszeit auf das technisch bedingte Minimum von 5ms setzen zu können. Auf diese Weise wurde im Entladung-zu-Entladung-Verfahren ein radiales Profil gemessen. Die Sägezähne während dieser Entladungen hatten jeweils über eine Zeitdauer von 1-2.5s eine stabile Periodendauer von etwa 50ms. So konnten 20-50 Sägezähne mit einer zeitlichen Auflösung von 10 Meßpunkten pro Sägezahn gemessen werden.

allgemeine Plasmaparameter 67731-67742		
zentrale Elektronendichte (linienintegriert):	$n_e(0) = 1.8 \cdot 10^{19}$	cm^{-3}
zentrale Elektronentemperatur:	$T_e(0) = 1.7$	keV
NI1-Leistung:	$P_{NI1} = 1.3$	MW
Plasmastrom:	$I_P = 350$	kA

Die Spektren wurden in Hinblick auf Temperatur und toroidale Rotation ausgewertet. Die Modulation der zentralen Iontemperatur mit der Sägezahnfrequenz ist klar auf Abb. 7.3 zu sehen, auf dem zum Vergleich die zentrale Elektronentemperatur dargestellt ist. Die zentrale toroidale Rotation zeigt eine vergleichbare Modulation.

Um die statistischen Fehler zu verringern, wurden die Ergebnisse dann über die gemessenen Sägezähne gemittelt. Hiermit ist gemeint, daß die Zeit jedes Meßpunktes durch die Differenzzeit zum letzten Sägezahnkollaps ersetzt wurde. Die Zeit des Kollapses wurde hierzu aus den ECE-Signalen ermittelt. Damit leichte Frequenzschwankungen der Sägezähne das Ergebnis nicht verfälschen, wurde die absolute Zeit noch in eine relative Sägezahnzeit umgerechnet. Die hierfür benutzten Sägezähne besaßen eine maximale Abweichung der Periodendauer vom Mittelwert von unter 10%. Danach wurde das Ergebnis noch geglättet, indem jeder Wert durch den Mittelwert seiner n Nachbarn ersetzt wurde (n =Gesamtzahl der Sägezähne). Mit diesen Mittelungen kann nur die Statistik der Amplituden, nicht aber die Zeitauflösung verbessert werden. Diese ist durch die Integrationszeit begrenzt und beträgt bei einer Sägezahnperiode von 50ms lediglich 10%.

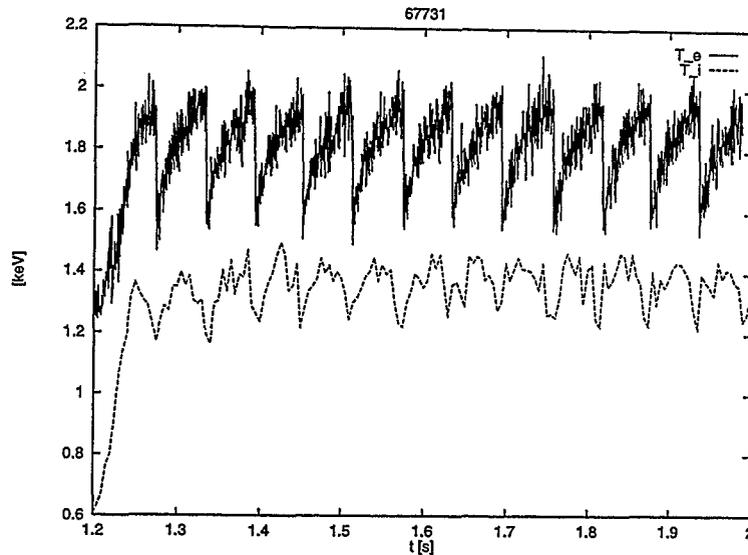


Abbildung 7.3: Vergleich von zentraler Elektronen- und Ionentemperatur während Sägezahnoszillationen.

7.3 Ionentemperatur

Die zentrale Ionentemperatur bei den untersuchten Entladungen lag im Mittel nicht nur deutlich unter der gleichzeitig mit längerer Integrationszeit gemessenen C^{VI} -Temperatur sondern auch niedriger als $T_e(0)$. Eine Abschätzung der Ionentemperatur aus der diamagnetischen Energie liefert ebenfalls deutlich höhere Werte, ein Grund für diese Diskrepanzen konnte jedoch nicht gefunden werden. Da im folgenden jedoch nur die relativen zeitlichen Änderungen untersucht werden, scheint die Frage nach den Absolutwerten von untergeordneter Bedeutung.

Der zeitliche Verlauf der Ionentemperatur (Abb. 7.4) ähnelt qualitativ stark dem der Elektronentemperatur. Es findet eine Modulation der Ionentemperatur im Plasmazentrum mit einer Amplitude von etwa 12% statt. Wie auch bei $T_e(0)$, wird der Anstieg von T_i im Zentrum während der Sägezahnperiode flacher, jedoch in einem stärkerem Maße. Ähnliche Beobachtungen sind an JET [21] mit CXRS an Verunreinigungsionen während wesentlich längeren Sägezähnen gemacht worden. Dort wurde im Vergleich zur Elektronentemperatur eine größere Modulation der C^{VI} -Ionentemperatur gemessen. Sowohl diese als auch die Messungen an TEXTOR lassen sich mit einem unterschiedlichen Heizverhalten von Ionen und Elektronen erklären. Während in der ersten Phase nach dem Sägezahnkollaps bevorzugt die Ionen vom Neu-

tralteilcheninjektor geheizt werden, sinkt danach die Heizrate für die Ionen während die Elektronen bis zum Kollaps weitergeheizt werden.

Die Messungen der Iontemperaturen am Plasmarand zeigen ebenfalls Gemeinsamkeiten mit der Elektronentemperatur. Zum Zeitpunkt des Sägezahnkollaps steigt T_i leicht an und fällt danach wieder schnell innerhalb etwa 10ms auf den Ausgangswert zurück.

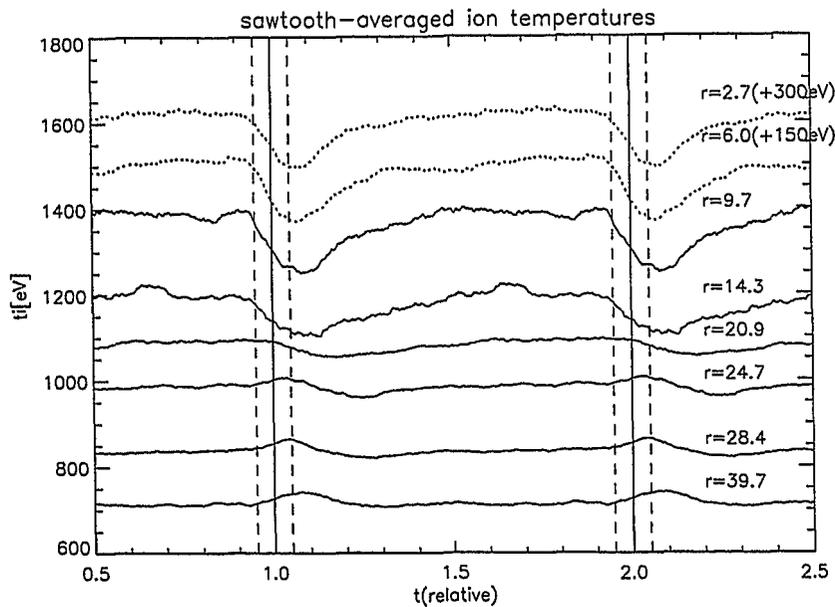


Abbildung 7.4: Sägezahn-gemittelte Iontemperaturverläufe für die verschiedenen Plasmaradien. Als Zeitskala dient eine relative Sägezahnzeit. Die gestrichelten Linien sollen die tatsächliche Zeitaufösung andeuten.

Abb. 7.5 stellt die Temperaturprofile der Elektronen und Ionen unmittelbar vor und nach dem Sägezahnkollaps dar. Insbesondere ist zu erkennen, daß der Inversionsradius bei beiden Messungen etwa bei 20-23 cm liegt.

Die Frage, ob es sich bei dem invertierten Temperatursignal am Plasmarand um einen Wärmepuls oder um eine Temperaturerhöhung handelt, die durch die ebenfalls steigende Elektronentemperatur hervorgerufen wird, läßt sich mit der Äquipartitionszeit für die Temperaturen von Elektronen und Deuteronen beantworten. Diese liegt mit etwa 20ms ($n_e = 1 \cdot 10^{13} \text{cm}^{-3}$, $T_e = 300 \text{eV}$) bei $r=40 \text{cm}$ deutlich über der gemessenen Zeit von weniger als 5ms. Mit der zeitlich nicht mehr aufgelösten Entwicklung des Hitzepulses

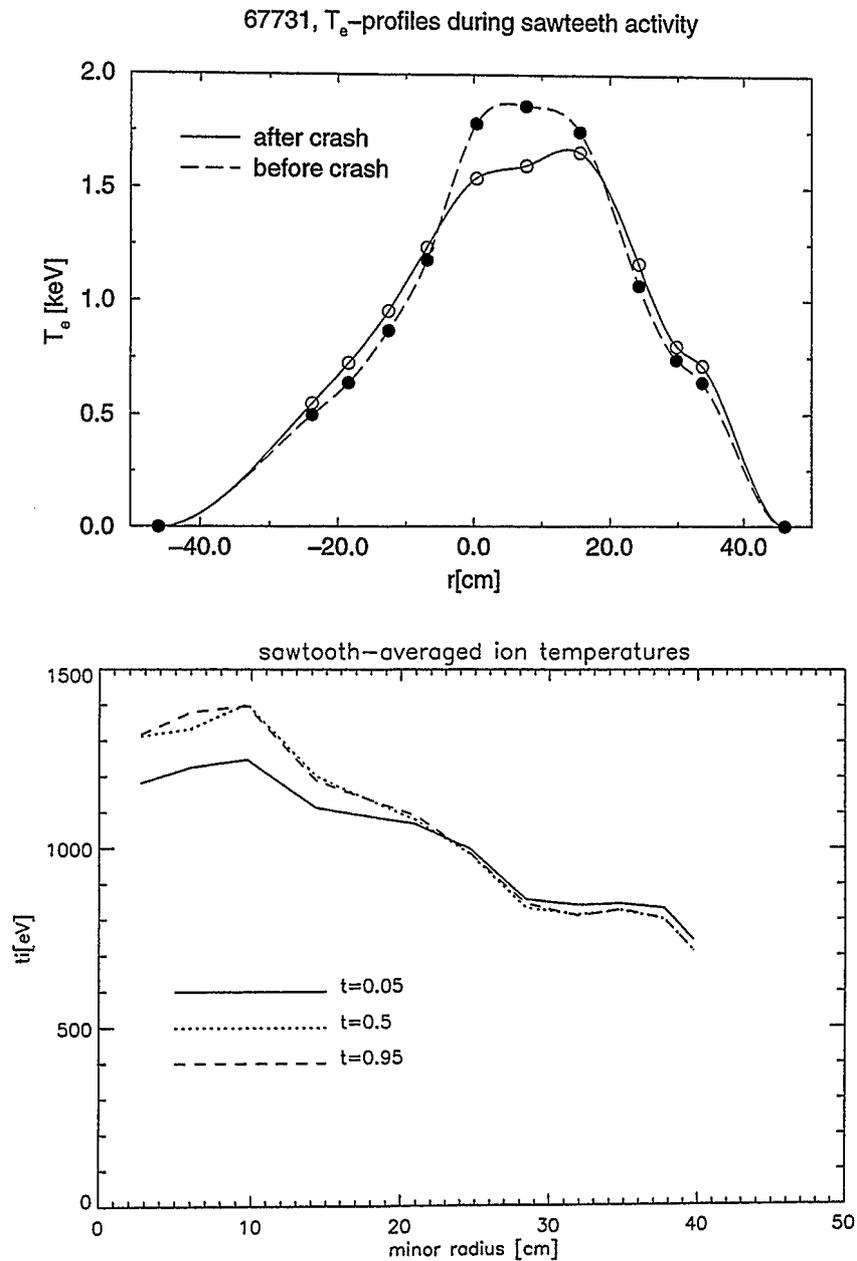


Abbildung 7.5: Profile der Elektronentemperatur (oben) und der Ionentemperatur (unten) unmittelbar vor und nach dem Sägezahnkollaps.

läßt sich eine Untergrenze für die (inkrementelle) Wärmediffusivität χ_i^{HP} der Ionen abschätzen (z.B. [41]):

$$\begin{aligned}\chi_i^{\text{HP}} &= \frac{r^2 - r_{\text{mix}}^2}{8\tau_{\text{HP}}} & (7.1) \\ &\geq \frac{(0.4\text{m})^2 - (1.5 \cdot 0.2\text{m})^2}{8 \cdot 0.005\text{s}}\end{aligned}$$

$$\chi_i^{\text{HP}} \geq 1.75 \frac{\text{m}^2}{\text{s}}$$

Dieser Wert liegt in der selben Größenordnung wie der für χ_e^{HP} an TEXTOR unter diesen Bedingungen ermittelte Wert von $4 \frac{\text{m}^2}{\text{s}}$ [42].

Eine Messung der Ionentemperatur aus dem CX-Signal der C^{VI} -Linie bei einer Entladung mit ähnlichen Plasmabedingungen zeigt Abb. 7.6. Die Sägezahnperiode beträgt in diesem Fall etwa 100ms und ist deutlich länger, als im vorher besprochenen Fall. Dieses ist vermutlich auf die etwas niedrigere Elektronendichte bei dieser Entladung zurückzuführen ($n_e(0) = 1.3 \cdot 10^{13} \text{cm}^{-3}$, $I_P = 350\text{kA}$, $P_{\text{NI}} = 1.2\text{MW}$). Der in den Messungen an D_α gefundene flachere Temperaturverlauf im Verhältnis zu T_e ist hier noch deutlich stärker ausgeprägt. Ab etwa 50ms nach Beginn der Periode fällt die Temperatur sogar schon vorzeitig ab. Bei Messungen mit Sägezahnperioden von etwa 50ms trat dieser vorzeitige Abfall der Temperatur im Plasmazentrum nicht auf. Die dabei gleichzeitig gemessenen Temperaturen aus dem D_α -Spektren zeigten qualitativ den gleichen Verlauf.

7.4 Toroidale Rotation

Das zeitliche Verhalten der zentralen toroidalen Rotation zeigt ebenfalls Sägezahncharakter (Abb. 7.7). Die Modulation während des Kollaps beträgt mit $\approx 20\%$ mehr als die der Ionentemperatur. Am Plasmarand ist die Rotationsgeschwindigkeit im Gegensatz zur Temperatur nicht moduliert.

Einzelne Messungen im Plasmazentrum [37] und am Plasmarand [21] an JET während NI-geheizten Entladungen zeigen das gleiche qualitative Verhalten der Plasmarotation während Sägezähnen. Untersuchungen der Einschlußzeit des Gesamtdrehimpulses τ_L an TEXTOR [43] zeigen, daß τ_L praktisch den gleichen Wert besitzt, wie die Energieeinschlußzeit τ_E . Für die analysierten Entladungen betragen diese Zeiten etwa 40ms, woraus folgt, daß selbst bei abrupt abgeschalteten Neutralstrahl ein Verlust an Drehimpuls

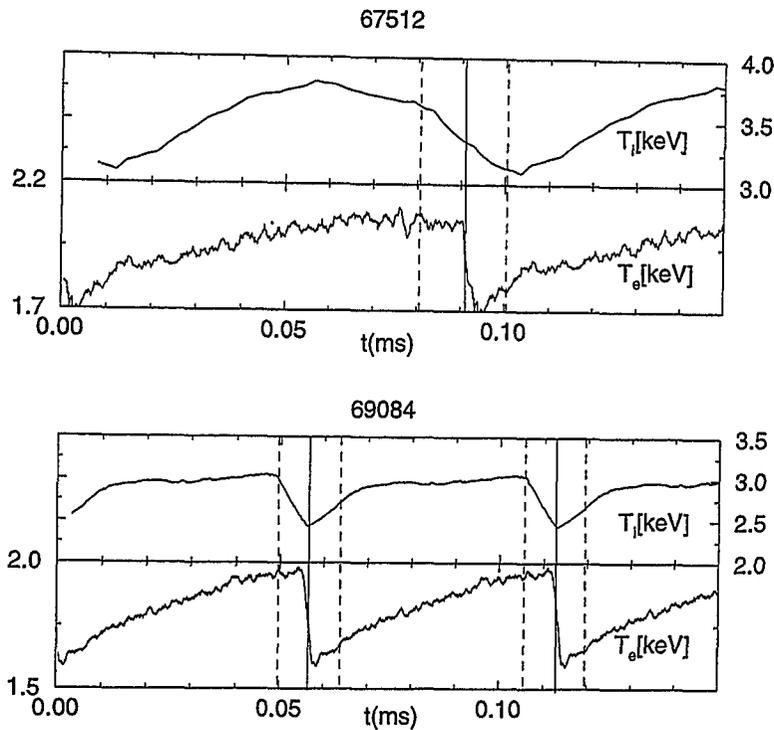


Abbildung 7.6: Sägezahn-gemittelte Temperaturverläufe der C^{VI} -Ionen und Elektronen (ECE) gemessen im Plasmazentrum.

von 20% ca. 10ms dauern würde. Dieses gilt jedoch nur bei konstanter Einschlußzeit. Andererseits sind auch die Änderungen der Dichten und Temperaturen während des Kollaps so schnell, daß sich der makroskopisch definierte Parameter τ_E entweder selbst ändert oder während dieses Prozesses seine Bedeutung verliert. Deshalb scheint es auch nicht unwahrscheinlich, daß sich die Rotationsgeschwindigkeit durch die gleichen turbulenten Prozesse ändert, die auch für die Verteilung der thermischen Energie im Plasmazentrum während des Kollaps verantwortlich sind.

Eine Erklärung, die ohne einen schnellen Verlust an Gesamtdrehimpuls auskommt, bezieht sich auf das sich ebenfalls ändernde Dichteprofil. Die mit dem HCN-Interferometer gemessene Elektronendichte zeigt einen ähnlichen Verlauf während des Sägezahnkollaps wie das T_e -Profil. Die zentrale Dichte nimmt ab, während außerhalb der $q=1$ -Fläche die Dichte ansteigt. Da die Masse des Plasmas nun teilweise zur Nieder- und teilweise zur Hochfeldseite verschoben wird, kann diese Umverteilung zur Erhaltung des Gesamtdrehimpulses führen.

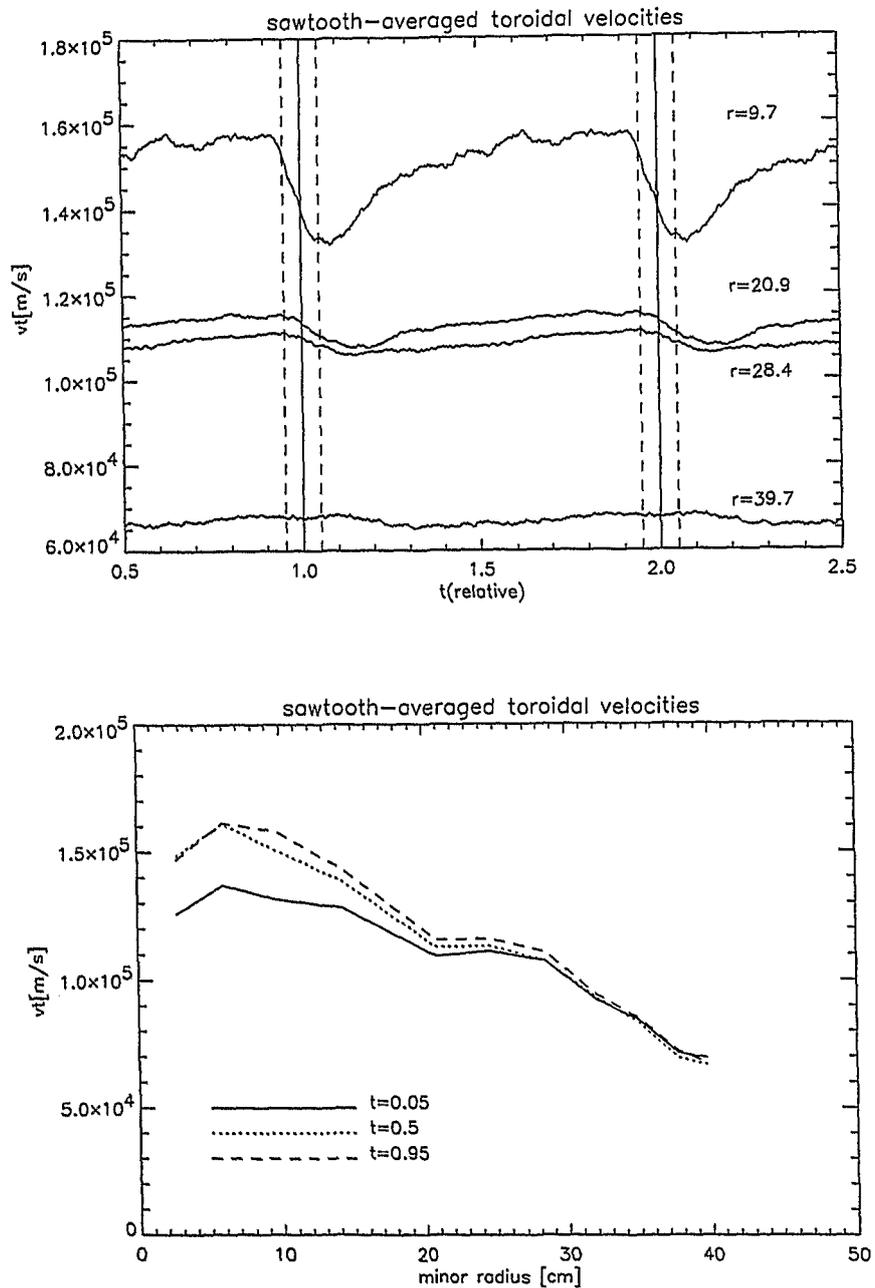


Abbildung 7.7: oben: Sägezahn-gemittelte Zeitverläufe der toroidalen Rotation für verschiedene Plasmaradien. unten: Radiale Profile der toroidalen Rotation unmittelbar vor und nach dem Sägezahnkollaps.

Kapitel 8

Zusammenfassung

Für die Interpretation von Fusionsexperimenten ist eine quantitative Messung der Iontemperatur von wesentlicher Bedeutung. Die Meßmethoden, die hierfür eingesetzt werden, sind oft indirekt und müssen auf Konsistenz überprüft werden. Bei spektroskopischen Methoden bedeutet das insbesondere einen Vergleich von Messungen an Verunreinigungen mit denen an H- bzw. D-Ionen.

Die Ladungsaustauschspektroskopie ist eine Diagnostik, mit der radial aufgelöst die Iontemperatur bestimmt werden kann. Da die Auswertung von H- bzw. D-Spektren durch verschiedene Effekte erschwert wird, wird im allgemeinen an Verunreinigungen gemessen. Das Thema dieser Arbeit war deshalb, das Ladungsaustauschspektrum von H bzw. D zu untersuchen und die Ergebnisse mit denen von anderen unabhängigen Diagnostiken zu vergleichen.

Hierzu wurden die beiden Effekte, die die Analyse des Spektrums am meisten erschweren, die Auswirkungen der Abhängigkeit des CX-Wirkungsquerschnitts von der Stoßenergie und der Halo-Effekt, numerisch simuliert. Im Falle der $\sigma_{CX}(E_{rel})$ -Abhängigkeit konnte gezeigt werden, daß sich im Parameterbereich von TEXTOR das resultierende Spektrum als eine Gaußfunktion darstellen läßt. Für die durch diesen Effekt verfälschten Iontemperaturen und toroidalen Geschwindigkeiten wurden Korrekturwerte unter Berücksichtigung der Speziesverteilung des Neutralteilchenstrahls ermittelt.

Für den Halo-Effekt wurde ein numerisches Transportmodell entwickelt, das die Dichte- und Temperaturverteilung des sich um den Neutralteilchenstrahl bildenden Halos aus neutralen H- bzw. D-Atomen berechnet. Als Schlußfolgerung aus diesen Rechnungen geht hervor, daß der Halo die Lokalität der Messung stört und wesentlich zu den gemessenen Photonenflüssen beiträgt. Das durch diesen Effekt gestört gemessene Temperaturprofil sollte jedoch bis auf relativ geringe Abweichungen ($\approx 10\%$ im Plasmazentrum) mit dem

wahren Profil übereinstimmen.

Nach Fertigstellung der Ladungsaustauschdiagnostik an TEXTOR und Entwicklung der zur Auswertung nötigen Software wurden unter verschiedenen Plasmabedingungen gemessene D_α -Spektren ausgewertet. Ein genereller Trend der Messungen ist eine Iontemperatur, die bei neutralteilchengeheizten Plasmen teilweise deutlich über der Elektronentemperatur liegt. Die radialen Profile haben dabei eine Form, die nicht wesentlich von der Elektronentemperatur abweicht. Vergleiche mit anderen Diagnostiken fallen unterschiedlich aus. Die an leichten Verunreinigungen mittels CXRS gemessenen Temperaturen sind immer dann deutlich höher, wenn relativ hohe Temperaturen, und dann in der Regel gleichzeitig niedrige Dichten vorliegen. Bei hohen Dichten und niedrigen Temperaturen sind die Ergebnisse innerhalb der Meßfehler gleich. Die vorliegenden Vergleiche mit Neutronenmessungen und Messungen der diamagnetischen Energie zeigen ebenfalls eine gute Übereinstimmung.

Die Messungen der toroidalen Rotation der D-Ionen zeigen Geschwindigkeiten in der Größenordnung von 100-200 km/s bei unbalancierter Injektion wobei die Messungen quantitativ gut mit den Messungen an leichten Verunreinigungen übereinstimmen.

Die Untersuchungen von Iontemperatur und toroidaler Geschwindigkeit während Sägezahnoszillationen ergeben Modulationen dieser Parameter mit der Sägezahnperiode von 10 bzw. 20%. Aus dem Iontemperaturprofil konnte ein Inversionsradius ermittelt werden, der dem der Elektronentemperatur entspricht. Eine Abschätzung des Wärmediffusionskoeffizienten aus diesen Messungen kann aufgrund zu schlechter zeitlicher Auflösung der Meßgeräte nur eine Untergrenze ermitteln. Das gleichzeitig gemessene Rotationsprofil zeigte keine entsprechenden Änderungen der Profilform.

Anhang A

Analytische Formeln für den Einfluß der Energieabhängigkeit des Wirkungsquerschnitts auf T_i und v_{tor}

Die Auswirkungen der Energieabhängigkeit des Wirkungsquerschnitts für Ladungsaustausch können analytisch approximiert werden. Der Gültigkeitsbereich der Näherung wird überschritten, wenn das Emissionsspektrum nicht mehr gaußförmig ist. Im folgenden sind die relevanten Formeln angegeben, deren Herleitung in [26] zu finden ist. Mit den Gleichungen A.1 und A.2 lassen sich die wahren Werte der Temperatur und toroidaler Geschwindigkeit (T_{true} und v_{true}) aus den direkt gemessenen (T_{obs} und v_{obs}) berechnen. Die Bezeichnung der Variablen entspricht der aus Kapitel 4. E_m , p' , q' und Q_0 sind Fitparameter, die die effektive Emissionsrate beschreiben. E_b ist die Energie der Donor-Atome, e die Elementarladung, m_z die Ionenmasse. Die Geometrie ist in Abb. 4.2 dargestellt. Wenn β_v und β_h die Winkel zwischen toroidaler Richtung und z- bzw. y-Richtung sind, ist $t_z = \cos \beta_v$ und $t_y = \cos \beta_h$.

$$p = 2p'$$

$$q = 2q'$$

$$X = \frac{v_b}{v_m} = \sqrt{\frac{E_b}{E_m}}$$

$$Q|_{v_b} = Q_0 \frac{X^p}{1 + X^q}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial Q}{\partial v} \Big|_{v_b} &= \frac{Q_0}{v_m} \left(\frac{p}{X} - \frac{qX^{q-1}}{1+X^q} \right) \\ \frac{\partial^2 Q}{\partial v^2} \Big|_{v_b} &= \frac{Q_0}{v_m^2} \left(\frac{p(p-1)X^{p-2}}{1+X^q} - \frac{q(2p+q-1)X^{p+q-2}}{(1+X^q)^2} + \frac{2q^2X^{p+2q-2}}{(1+X^q)^3} \right) \\ \alpha &= \frac{1}{Q} \frac{\partial Q}{\partial v} \Big|_{v_b} \\ \beta &= \frac{1}{2} \left(\frac{1}{Q} \frac{\partial^2 Q}{\partial v^2} \Big|_{v_b} - \alpha^2 \right) \\ \epsilon &= \frac{\alpha}{2v_b} \\ K &= 2 \frac{e}{m_z} \quad \left[\frac{\text{m}^2}{\text{s}^2 \text{eV}} \right] \\ N &= K^2 T_{app} \epsilon \beta + K (\epsilon \sin^2 \delta + \beta \cos^2 \delta) \\ P &= 1 + K T_{app} (\epsilon + \beta) \\ \boxed{T_{true} = \frac{P}{2N} \pm \sqrt{\frac{P^2}{4N^2} - \frac{T_{app}}{N}} \begin{cases} N < 0 \\ N > 0 \end{cases}} & \quad (\text{A.1}) \\ t_z &= \cos \gamma (\approx 1) \\ A &= 1 - K T_{true} (\epsilon \sin^2 \delta + \beta \cos^2 \delta) \\ B &= 1 - K T_{true} \epsilon \\ C &= \sin^2 \delta \cos^2 \delta K T_{true} (\epsilon - \beta) \\ G &= 1 - K T_{true} (\epsilon + \beta) + K^2 T_{true}^2 \epsilon \beta \\ S &= C t_y - A t_z \\ v_1 &= \frac{1}{2} \sin \delta K T_{true} \alpha \frac{B}{G} \\ \boxed{v_{true} = -t_z (v_{obs,z} + v_1) \frac{G}{S}} & \quad (\text{A.2}) \end{aligned}$$

Literaturverzeichnis

- [1] E.L. Berezovskij et al, Local Ion Temperature Measurements From Doppler Broadening of Hydrogen Lines Using a Fast Atomic Beam, *Nuclear Fusion* **25** 10 (1985) 1495-1497
- [2] W. Mandl, *Development of Active Balmer-Alpha Spectroscopy at JET*, Dissertation, Technische Universität München(1992), JET-IR(92)05
- [3] G.H. Wolf und B. Unterberg, Thermonuclear Burn Criteria, *Transactions of Fusion Technology*, **29** (1996), No. 2T, 17-22
- [4] J. Wesson, *Tokamaks*, Clarendon Press, Oxford 1987
- [5] G. Waidmann, Operational Limits in Tokamak Machines, *Transactions of Fusion Technology*, **29** (1996), No. 2T, 55-61
- [6] R.C. Isler, An Overview of Charge-Exchange Spectroscopy as a Plasma Diagnostic, *Plasma Phys. Control. Fusion* **36** (1994) 171-208
- [7] H.P. Summers et al, Atomic Data for Fusion, JET-P(90)54
- [8] H.P. Summers, Atomic Data and Analysis Structure, User Manual, JET-IR(94)06
- [9] R.P. Schorn et al, Radial Temperature Distributions of C⁶⁺ Ions in the TEXTOR Edge Plasma Measured With Lithium Beam Activated Charge Exchange Spectroscopy, *Nuclear Fusion* **32** (1992) 351
- [10] H. Conrads, H. Euringer und U. Schwarz, Neutral Beam Injection into TEXTOR, *Contributions to High-Temperature Plasma Physics*, ed. K.H. Spatschek und J. Uhlenbusch, Akademie Verlag, Berlin 1994, 347-371
- [11] J.D.Hey, Y.T.Lie, D.Rusbüldt, E.Hintz, Spectroscopic Measurements of Ion Temperatures in the Boundary Layer of TEXTOR and their Interpretation, *Proc. of the 20th EPS Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics*, Lisbon (1993), **17C**, Part III, S.1111-1114

- [12] J.D. Hey, private Mitteilungen
- [13] W. Mandl et al, Beam Emission Spectroscopy as a Comprehensive Plasma Diagnostic Tool, *Plasma Phys. Control. Fusion* **35** (1993) 1373
- [14] H. Euringer und Ph. Verplancke, Determination of Neutral-Beam-Power Profiles: Divergences and Power Fractions of the Spezies from Measurements Inside the Torus of TEXTOR, *Rev.Sci.Instrum.* **65** 9 (1994) 2996-2999
- [15] R. Uhlemann, private Mitteilungen
- [16] A. Maas, *Helium Distribution Functions in Tokamak Plasmas*, Dissertation, Universität Utrecht(1995) 64-65
- [17] D. Voslamber und W. Mandl, Diagnostische Möglichkeiten der dopplerefreien Zweiphotonen-Spektroskopie in Verbindung mit schnellen Neutralstrahlen, *Verhandlungen der DPG*, Frühjahrstagung Rostock 1996, 736
- [18] B.C. Stratton et al, Charge Exchange Recombination Spectroscopy Measurements in the Extreme Ultraviolet Region of Central Carbon Concentrations During High Power Neutral Beam Heating in TFTR, *Nuclear Fusion* **30** 4 (1990) 675-687
- [19] M.Z. Tokar' , Modelling of Detachment in a Limiter Tokamak as a Non-linear Phenomenon Caused by Impurity Radiation, *Plasma Phys. Control. Fusion* **36** (1994) 1819-1843
- [20] M.Z. Tokar' , private Mitteilungen
- [21] H. Weisen et al, Charge Exchange Spectroscopy Measurements of Ion Temperature and Toroidal Rotation in JET, *Nuclear Fusion* **29** 12 (1989) 2187-2197
- [22] K.-D. Zastrow et al, Deduction of Central Plasma Parameters from Line-of-Sight Averaged Spectroscopic Observations, *J.Appl.Phys.* **70** (1991) 6732-6742
- [23] M. Danielsson et al, On Comparison of Spectroscopically Deduced Central Ion Temperatures and Plasma Rotation at JET, *Rev.Sci.Instrum.* **63** (1992) 2241-2247

- [24] M.G. von Hellermann und H.P. Summers, Active Beam Spectroscopy at JET, *Atomic and Plasma-Material Interaction Processes in Controlled Thermonuclear Fusion*, ed. R.K. Janev und H.W. Drawin, Elsevier Science Publishers B.V., 1993, S. 135
- [25] M.G. von Hellermann et al, Observation of Alpha Particle Slowing-Down Spectra in JET Helium Beam Fuelling and Heating Experiments, *Plasma Phys. Control. Fusion* **35** (1993) 799-824
- [26] M.G. von Hellermann et al, Analytical Approximation of Cross-Section Effects on Charge Exchange Spectra Observed in Hot Fusion Plasmas, *Plasma Phys. Control. Fusion* **37** (1995) 71-94
- [27] R.K. Janev, *Elementary Processes in Hydrogen Helium Plasmas: Cross Sections and Reaction Rate Coefficients*, Springer 1987, Seiten 24,26,124,128,314,319
- [28] R.K. Janev, L.P. Presnyakov und V.P. Shevelko, *Physics of Highly Charged Ions*, Springer, Berlin(1985)
- [29] B.B. Kadomtsev, Disruptive Instability in Tokamaks, *Sov. J. Plasma Phys.* **1** (1975) 389
- [30] A. Sykes und J.A. Wesson, Relaxation Instability in Tokamaks, *Phys. Rev. Letters* **37** (1976) 140
- [31] H.F. Tammen, *The Ion Velocity Distribution of Tokamak Plasmas: Rutherford Scattering at TEXTOR*, Dissertation, Universität Utrecht(1995) 119-136
- [32] B. Wolle, L.-G. Eriksson, U. Gerstel und G. Sadler, Time-dependent Neutron-Rate Interpretation for Neutral-Beam-Heated Tokamak Plasmas, *Plasma Phys. Control. Fusion* **36** (1994) 1051-1073
- [33] F.C. Schüller et al, *Proc. of the 18th EPS Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics*, Berlin (1991), **15C**, Part IV, S.185
- [34] H. Eubank et al, PLT Neutral Beam Heating Results, *Proc. 7th IAEA Conference on Plasma Physics and Controlled Fusion Res.*, Innsbruck (1978), Vol. I, 167-198
- [35] L.Jr. Spitzer, in *Physics of Fully Ionized Gases*, 2nd edn., Interscience Publishers, New York 1967, 135
- [36] P.C. de Vries, private Mitteilungen

- [37] D. Stork et al, Momentum Transport and Scaling Effects Observed in Neutral Beam Heated Rotating Plasmas in JET, *Proc. of the 14th EPS Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics*, Madrid (1987), Vol. 1, S.306-309
- [38] H.R. Griem, *Plasma Spectroscopy*, McGraw-Hill, New York 1964, S.294
- [39] M.G. von Hellermann, Quantitative Spectroscopy for Fusion Plasmas, *Contributions to High-Temperature Plasma Physics*, ed. K.H. Spatschek und J. Uhlenbusch, Akademie Verlag, Berlin 1994, 124-125
- [40] P.C. Liewer et al, Temperature Fluctuations and Heat Transport in the Edge Regions of a Tokamak, *Phys. Fluids* **29**, 1 (1986) 309-317
- [41] N.J. Cardozo et al, Heat Pulse Propagation: Diffusive Models Checked Against Full Transport Calculations, *Nuclear Fusion* **28** 7 (1988) 1173-1181
- [42] A. Krämer-Flecken, private Mitteilungen.
- [43] L.C. Ding, private Mitteilungen

Danksagung

Die vorliegende Arbeit wurde im Rahmen der Assoziation EURATOM-KFA im Institut für Plasmaphysik des Forschungszentrum Jülich GmbH durchgeführt. Zusätzlich wurde die Arbeit durch das Graduiertenkolleg „Hochtemperatur-Plasmaphysik“ gefördert.

Dem Institutsleiter Herrn Prof. Dr. G.H. Wolf danke ich für die Möglichkeit, die Arbeit im IPP durchführen zu können und Herrn Prof. Dr. A. Stampa, Universität-GH Essen, für die Übernahme der Begutachtung der Arbeit.

Für die Betreuung der Arbeit bin ich Herrn H. Euringer und Herrn Dr. K.H. Finken zu Dank verpflichtet.

Die gute Zusammenarbeit mit Herrn Dr. R. Jaspers und die Betreuung der experimentellen Geräte durch Herrn H. Schmitz haben wesentlichen Anteil am Erfolg dieser Arbeit.

Bei Herrn Dr. J.D. Hey und Herrn Dr. M.Z. Tokar' möchte ich mich für Diskussionen bedanken und bei Herrn O. Herzog und Frau Dr. G. van Wassenhove für das Bereitstellen von Meßergebnissen.

Forschungszentrum Jülich



Jül-3375
April 1997
ISSN 0944-2952